

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK UND ASTROPHYSIK
INSTITUT FÜR EXTRATERRESTRISCHE PHYSIK

ZEITLICHE UND SPEKTRALE
VARIABILITÄT DER
MASSEARMEN
RÖNTGENDOPPELSTERNE

Andreas Langmeier

Disbui. München

1988



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**Zeitliche und spektrale
Variabilität der
massearmen
Röntgendoppelsterne**

Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Andreas Langmeier
aus Augsburg

München, den 25.04.1988

-
1. Gutachter: Prof. Dr. Joachim Trümper
 2. Gutachter: Prof. Dr. Rolf Kudritzki
- Tag der mündlichen Prüfung: 29.07.88

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung

1. Einleitung

1.1 Massearme Röntgendoppelsterne (LMXBs)	1
1.1.1. Entwicklung der LMXBs	4
1.1.2. Optische Eigenschaften	5
1.1.3. Röntgenspektren	6
1.1.4. Umlaufperioden	11
1.1.5. Pulsationen	15
1.1.6. Quasiperiodische Oszillationen	17
1.2 Das Röntgenobservatorium EXOSAT	22
1.3 Methodik und Datenanalyse	26
1.3.1 Spektralanalyse	26
1.3.2 Die Härtequotienten	27
1.3.2 Analyse der zeitlichen Variabilität	28
1.3.2 Analyse der LE-Daten	32

2. Beobachtungen von GX17+2

2.1 Die Röntgenquelle GX17+2	33
2.2 Die EXOSAT-Beobachtungen	37
3.2.1. Die Daten des ME-Experiments	38
3.2.2. Die Daten des LE-Experiments	41
2.3 Ergebnisse der Datenanalyse	45

2.3.1. Die Härte der Spektren und die Intensität	45
2.3.2. Die Spektren der kontinuierlichen Emission	49
2.3.3. Suche nach kohärenten Pulsationen	57
2.3.4. Die stochastische Variabilität	60
2.3.5. Modulation des Röntgensignals mit einer 1.4 h Periode	68

3. Die Beobachtungen von 4U1705-44

3.1 Die Röntgenquelle 4U1705-44	75
3.2 EXOSAT-Beobachtungen	77
3.2.1. Messungen des ME-Experiments	78
3.2.2. Langzeitvariationen von 4U1705-44	81
3.2.3. Daten des LE-Experiments	83
3.3 Ergebnisse der Datenanalyse	86
3.3.1. Suche nach kohärenten Pulsationen	86
3.3.2. Untersuchung der aperiodischen Variabilität	89
3.3.4. H-I-Relationen von 4U1705-44	95
3.3.5. Röntgenspektren der kontinuierlichen Emission	98

4. Diskussion

4.1 Spektraler Zustand und Variabilität	106
4.1.1 Die Variabilität von Sco X-1 und Cyg X-2	106
4.1.2 Ein Modell der Variabilität der LMXBs	108
4.1.3 Variabilität und bimodales Verhalten von GX17+2	110
4.1.4 Variabilität und bimodales Verhalten von 4U1705-44	113
4.1.5 Die Natur des Roten Rauschens und der QPOs	115
4.2 Bimodales Verhalten und die Variabilität der Spektren	117
4.2.1 Die Eisenlinien	117
4.2.2 Die Berechnung des Emissionsmaßes	119

4.2.3 Die Variabilität der Spektren	120
4.2.3 Physikalische Parameter und H-I-Diagramm	122
4.3 Die Massenakkretionsrate	126
4.3.1 Die 1.4 h Periode von GX17+2	126
4.3.2 Akkretionsrate und Bursthäufigkeit	128
4.3.3 Akkretionsrate und QPOs	130

Anhang

Literaturverzeichnis	133
Appendix	142
Danksagung	143
Lebenslauf	144

4.2.2 Die Bedeutung der ...	120
4.2.3 Die Bedeutung der ...	121
4.2.4 Die Bedeutung der ...	122
4.2.5 Die Bedeutung der ...	123
4.2.6 Die Bedeutung der ...	124
4.2.7 Die Bedeutung der ...	125

4.2.8 Die Bedeutung der ...	126
4.2.9 Die Bedeutung der ...	127
4.2.10 Die Bedeutung der ...	128
4.2.11 Die Bedeutung der ...	129
4.2.12 Die Bedeutung der ...	130
4.2.13 Die Bedeutung der ...	131
4.2.14 Die Bedeutung der ...	132
4.2.15 Die Bedeutung der ...	133
4.2.16 Die Bedeutung der ...	134
4.2.17 Die Bedeutung der ...	135
4.2.18 Die Bedeutung der ...	136
4.2.19 Die Bedeutung der ...	137
4.2.20 Die Bedeutung der ...	138

4.2.21 Die Bedeutung der ...	139
4.2.22 Die Bedeutung der ...	140
4.2.23 Die Bedeutung der ...	141
4.2.24 Die Bedeutung der ...	142
4.2.25 Die Bedeutung der ...	143
4.2.26 Die Bedeutung der ...	144
4.2.27 Die Bedeutung der ...	145
4.2.28 Die Bedeutung der ...	146
4.2.29 Die Bedeutung der ...	147
4.2.30 Die Bedeutung der ...	148
4.2.31 Die Bedeutung der ...	149
4.2.32 Die Bedeutung der ...	150
4.2.33 Die Bedeutung der ...	151
4.2.34 Die Bedeutung der ...	152
4.2.35 Die Bedeutung der ...	153
4.2.36 Die Bedeutung der ...	154
4.2.37 Die Bedeutung der ...	155
4.2.38 Die Bedeutung der ...	156
4.2.39 Die Bedeutung der ...	157
4.2.40 Die Bedeutung der ...	158

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die photometrische und spektrale Variabilität von zwei massearmen Röntgendoppelsternen (LMXBs im galaktischen Zentrum untersucht. GX17+2 und 4U1705-44, die beiden untersuchten Systeme, gehören zu den hellsten Objekten am Röntgenhimmel. Die astronomischen Beobachtungen wurden mit den großflächigen Argon- und Xenon-Proportionalzählern des Mittelennergieexperimentes an Bord des europäischen Röntgenobservatoriums EXOSAT durchgeführt. Dieses Instrument erzielte eine hohe zeitliche und spektrale Auflösung im Energiebereich zwischen 1 und 20 keV. Die Messungen des Mittelennergieinstrumentes wurden ergänzt durch Messungen mit dem CMA-Detektor des Röntgenteleskops.

Im ersten Kapitel wird ein Überblick über die Physik der massearmen Röntgendoppelsterne gegeben. Die Beschreibung des Röntgensatelliten EXOSAT und seiner Meßinstrumente schließt sich an. Die Methoden zur Auswertung der Meßdaten werden, soweit es zum Verständnis der Arbeit erforderlich ist, am Ende des Kapitels 1 dargestellt. Das zweite und dritte Kapitel beinhalten die Vorstellung der EXOSAT-Beobachtungen und die Auswertung der Daten. Im vierten Kapitel werden die Ergebnisse der Datenanalyse mit den Beobachtungen anderer massearmer Röntgendoppelsterne verglichen. Es wird der Versuch unternommen, ein kohärentes Bild der Variabilität der untersuchten Röntgendoppelsterne zu skizzieren und die möglichen physikalischen Mechanismen der Variabilität aufzuzeigen.

Die Röntgenspektren der beiden Sternsysteme wurden mit einem Emissionsmodell, das aus zwei Komponenten besteht, beschrieben. Die Schwarzkörperkomponente, welche eine Temperatur von ~ 1 keV aufweist, beschreibt in diesem Modellansatz die Röntgenemission nahe des Neutronensterns. Die zweite Komponente repräsentiert die Emission der inneren Akkretionsscheibe. Sie entsteht durch Comptonisierung von weichen Photonen an hochenergetischen Elektronen des heißen Plasmas über der Scheibe. Die Temperatur dieser Komponente liegt bei ~ 8 keV. Ihre relative Stärke hängt vom spektralen Zustand ab. Das Verhältnis von Schwarzkörperkomponente zu Boltzmann-Wien-Komponente schwankt zwischen 0.2 und 0.9, abhängig vom spektralen Zustand. Beide Emissionskomponenten tragen also etwa gleich viel zur Gesamtemission bei. Dies stimmt mit Überlegungen überein, daß etwa die Hälfte der Gravitationsenergie in der Scheibe in thermische Energie umgewandelt und die andere Hälfte nahe am oder auf dem Neutronenstern freigesetzt wird. Die Analyse der Spektren erlaubt Aufschlüsse über die Größe des Emissionsgebietes beider Komponenten. Die Radien, abgeleitet aus der Schwarzkörperemission, liegen bei $\sim 10 - 20$ km und damit in der Größenordnung von Neutronensternradien. Reine thermische Bremsstrahlung würde ein zu großes Emissionsgebiet für die Scheibenkomponente erfordern. Comptonisierung könnte für eine effektive Energieabstrahlung des heißen Plasmas über der Scheibe verantwortlich sein. Die große Breite der Eisenfluoreszenzlinien deutet ebenso auf Comptonisierung der Röntgenphotonen in der Neutronensternumgebung hin.

Die Spektren ändern sich mit der Intensität. Es wurde gezeigt, daß es zumindest zwei verschiedene Arten gibt, mit denen die spektralen Änderungen und die Änderungen der Intensität verknüpft sind. In einem Korrelationsdiagramm zwischen der Intensität und der Härte (Farbe) des Spektrums sind zwei 'Äste' oder Verhaltensweisen zu unterscheiden. Auf dem horizontalen Ast ist eine negative Korrelation der Härte mit der Intensität zu beobachten. Auf dem normalen Ast findet man die Härte des Spektrums mit der Intensität korreliert. Dieses bimodale Verhalten kann als Ausdruck von Variabilität einer optisch dicken und optisch dünnen Emissionskomponente interpretiert werden. Im Rahmen des verwendeten Emissionsmodells kann es auf Änderungen der einzelnen spektralen Komponenten zurückgeführt werden. Der Übergang von optisch dünner zu optisch dicker

Emission erfolgt sehr abrupt innerhalb von einigen Stunden und innerhalb eines engen Intensitätsintervalls. Eine plausible Erklärung für dieses Verhalten ist der Übergang der inneren Akkretions Scheibe von einem geometrisch dünnen in einen geometrisch dicken Zustand, verursacht durch den enormen Strahlungsdruck und Instabilitäten in der Scheibe. Herrscht auf dem horizontalen Ast Scheibenakkretion vor, so erfolgt nach dem Phasenübergang der inneren Scheibe die Akkretion quasisphärisch.

Die Variabilität der Intensität war ein weiteres Hauptthema der vorliegenden Arbeit. Beide Quellen, GX17+2 und 4U1705-44, zeigten Intensitätsfluktuationen auf allen Zeitskalen. Die Beobachtungen unterstützen die Vermutung, daß 4U1705-44 quasiperiodische Intensitätsmaxima in einem Abstand von 222 Tagen zeigt. Für GX17+2 konnten Anzeichen für eine Orbitalperiode bei einigen der Beobachtungen, bei denen die langwellige stochastische Variabilität gering war, gefunden werden.

Beide Systeme zeigten schnelle aperiodische Fluktuationen mit einem roten Frequenzspektrum (Low Frequency Noise, LFN). Bei GX17+2 fand man quasiperiodische Oszillationen (QPOs) der Intensität. Anzeichen für QPOs zeigten sich auch im Röntgenfluß von 4U1705-44. Kohärente Pulsationen mit Amplituden, die größer als einige Prozent sind, konnten nicht gefunden werden. Es wird gezeigt, daß die Art und Stärke der QPOs und des Roten Rauschens eng mit dem spektralen Zustand der Systeme verknüpft ist. Die schnellen Fluktuationen der Röntgenintensität, der LFN, eine aperiodische Variabilität im Bereich von 1 bis 50 Hz, und die QPOs treten nur auf den horizontalen Ästen des Härte-Intensitäts-Diagramms auf. Sie sind damit mit dem spektral harten, optisch dünnen Emissionszustand der massearmen Röntgendoppelsterne verknüpft.

Das Frequenzspektrum der schnellen, aperiodischen Variabilität (LFN) kann durch ein Exponentialgesetz beschrieben werden. Die Frequenzverteilung der QPOs ist entweder durch eine Lorentz- oder eine Gauß-Verteilung zu beschreiben. Dies unterstützt Vermutungen, nach denen QPOs und LFN eine gemeinsame Ursache in periodisch modulierten Lichtblitzen haben, die durch Akkretion von geklumpter Materie entstehen. Die bei der spontanen Umwandlung der kinetischen Energie der Materieklumpen auf der Neutronensternoberfläche entstehen-

den Lichtblitze werden dabei durch die in der inneren Scheibe umlaufenden Plasmoiden periodisch moduliert. Die Materieklumpen werden möglicherweise nach dem Übergang auf den normalen Ast —wegen der nun sphärischen Akkretion— nicht mehr ausgebildet. So könnte die Abhängigkeit der QPOs und des LFN vom spektralen Zustand erklärt werden. Das Frequenzspektrum der niederfrequenten, stochastischen Intensitätsänderungen (Very Low Frequency Noise, VLFN) folgt einem Potenzgesetz. Der VLFN zeigt keine Abhängigkeit vom spektralen Zustand. Seine Ursache dürfte in den Turbulenzen der äußeren Akkretionsscheibe und in Änderungen der Akkretionsrate zu suchen sein. Diese Mechanismen laufen in den Zeitskalen des VLFN ab und können auf verschiedene Weise die Intensität modulieren.

Dem Verlauf und der Stärke der Akkretionsrate kommt in den LMXBs große Bedeutung zu, liefert sie doch die Energiequelle, die diese Objekte zu den hellsten am Röntgenhimmel macht. Wie oben erwähnt scheint sowohl die zeitliche Variabilität der Intensität als auch der spektrale Zustand von Stärke und Art der Massenakkretion abzuhängen. Mit Hilfe der Bursthäufigkeit, der errechneten Röntgenflüsse und der Frequenzabhängigkeit der QPOs konnten Aufschlüsse über die Änderung der Massenakkretionsrate gewonnen werden. Unter der Annahme, daß die QPOs, die man auf dem horizontalen Ast beobachtet, ihren Ursprung an der Magnetopause haben, kann auch der Verlauf der Akkretionsrate entlang der Äste der Härte-Intensitäts-Korrelation festgelegt werden.

1

Einleitung

1.1. DIE MASSEARMEN RÖNTGENDOPPELSTERNE

Die Röntgenastronomie hatte ihren Anfang vor nunmehr 25 Jahren mit der ersten Beobachtung eines Sterns im Röntgenbereich außerhalb unseres Sonnensystems. Damals wurde eine extrasolare Röntgenquelle, die später den Namen Sco X-1 erhielt, während eines Raketenfluges entdeckt (Giacconi et al., 1962). Als das optische Gegenstück von Sco X-1 gefunden war und dessen Entfernung abgeschätzt werden konnte (Sandage et al., 1966), wurde klar, daß die Röntgenleuchtkraft von Sco X-1 die der Sonne um das Zehntausendfache übersteigt. In den folgenden Jahren wurden immer mehr Röntgenquellen am Himmel gefunden. Die erste Erwähnung der Akkretion als möglicher Mechanismus für die Erzeugung von Röntgenstrahlung in astrophysikalischen Objekten erfolgte in den späten sechziger Jahren. Die Idee, daß große Energiemengen durch die Akkretion von Materie auf ein kompaktes Objekt erzeugt werden können, wurde zuerst von Zel'dovich (1964) und Salpeter (1964) vorgeschlagen, um die enormen Leuchtkräfte von Radiogalaxien und Quasaren zu erklären. Die Anwendung dieser Idee auf die hellen Röntgenquellen in unserer Milchstraße wurde durch die Art des Spektrums des optischen Begleiters von Sco X-1 motiviert. Dessen Spektrum zeigte nämlich Ähnlichkeiten mit den Spektren von Novae —Doppelsystemen, die für Masseaustausch bekannt waren. Zu dieser Zeit gab es noch



keine Hinweise auf die Doppelsternnatur der bekannten Röntgenquellen. Der erste Nachweis bei einer Röntgenquelle gelang durch die Beobachtung von Dopplerverschiebungen im Spektrum des optischen Begleiters von Cyg X-1, eines Überriesen. Die längere Beobachtungszeit mit dem ersten Röntgensatelliten *Uhuru* erlaubte dann 1970 bei der Röntgenquelle Cen X-3 erstmalig die Bestimmung der Elemente der Orbitalbewegung im Doppelsternsystem. Man schloß sie aus systematischen Verschiebungen periodischer Pulse in der Röntgenstrahlung von diesem Objekt (Giacconi et al., 1971, Schreier et al., 1972). In der Folgezeit wurden mehrere pulsierende Röntgenquellen, die auch Bedeckungen zeigten, gefunden. Die optischen Gegenstücke dieser Quellen erwiesen sich als Riesensterne. Während die Untersuchungen dieser Quellen Fortschritte machte, blieb die Natur der nichtpulsierenden galaktischen Röntgenquellen weiterhin verborgen. Langsam wurde klar, daß es sich bei diesen Quellen, die auch keine Bedeckungen im Röntgenlicht zeigen, um eine zweite Gruppe handelte. Für keines dieser Systeme konnte ein massereicher, heller Stern als optisches Gegenstück gefunden werden. Nur Sco X-1, ein Prototyp dieser Klasse von Röntgenquellen, wurde, wie oben erwähnt, optisch identifiziert.

Mit dem Start weiterer Satelliten, die genauere Positionen bestimmen konnten, wurden zu mehreren nichtpulsierenden Röntgenquellen optische Gegenstücke gefunden (z.B. Canizares et al., 1979). Sie alle zeigten ähnliche optische Spektren. Die Spektren weichen von den normalen Sternspektren ab. Sie zeigen keine Absorptionslinien, sind sehr blau und weisen dem Kontinuum überlagerte Emissionslinien auf. Diese Spektren werden als reprozesiierte Emission von einer Akkretionsscheibe gedeutet. Obwohl keine direkten Beweise vorlagen, daß die nichtpulsierenden Quellen sich in Doppelsternsystemen befanden, nahm man dennoch an, daß auch sie durch Akkretion zum Röntgenleuchten gebracht werden. Aus ihrer Verteilung in der Galaxis und der daraus ableitbaren Entfernung konnte man auf sehr große Röntgenleuchtkräfte von $10^{37} - 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ schließen. Nur Akkretion auf ein kompaktes Objekt ist imstande, fortwährend solche Energien freizusetzen. Bei diesen großen Leuchtkräften herrscht nahe der Quelle ein Strahlungsdruck, der in der Größenordnung der Gravitationskraft liegt und diese aufheben kann. Dieser Effekt ("Eddington Limit") begrenzt die akkretive Leuchtkraft auf Werte $\leq 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Die oberen Grenzen für die optischen Leuchtkräfte möglicher Begleiter in Doppelsternsystemen führten zum Schluß, daß diese dann massearme

Zwergsterne sein müssen. Daher erhielt diese Gruppe von Röntgenquellen den Namen *Low Mass X-ray Binaries* (LMXB's). Oft werden sie auch als *Bulge*-Quellen bezeichnet, weil ihre Verteilung zum galaktischen Zentrum hin konzentriert ist. Einen Hinweis auf die Natur der Röntgensterne in LMXB's lieferte die Entdeckung des Burstphänomens (Grindlay et al., 1976). Röntgenbursts werden als thermonukleare Explosionen auf einem Neutronenstern interpretiert. Der kleine Sternradius, der aus dem Schwarzkörperspektrum der Burst-Emission abgeleitet wurde, legte die Vermutung nahe, daß das Emissionsgebiet die Oberfläche eines Neutronensterns ist. Die LMXB's beinhalten als Gruppe die Burst-Quellen und die Röntgenquellen in Kugelsternhaufen.

Die Röntgenspektren der LMXB's konnten gut mit thermischen Emissionsmodellen beschrieben werden. Sie sind im Gegensatz zu den Spektren der pulsierenden Röntgendoppelsterne sehr weich ($kT \sim 5 \text{ keV}$). Die Spektren zeigten sich sehr variabel. Die Änderungen sind meist korreliert mit einer Änderung der Intensität (Parsignault und Grindlay, 1978). Die verschiedenen Spektren spiegeln die unterschiedliche Art der Akkretion in den LMXB's und HMXB's wieder. Während die LMXB's vermutlich über eine Scheibe akkretieren, geschieht der Masseübertrag in den HMXB's durch den Sternwind des Riesenbegleiters.

Im Frühjahr 1983 wurde das europäische Röntgenobservatorium *EXOSAT* in die Umlaufbahn gebracht. *EXOSAT* erlaubte wegen seines hohen, elliptischen Orbits lange, ununterbrochene Beobachtungen. Die Suche nach Orbitalperioden bei LMXB's war erfolgreich. Nunmehr sind von 22 der ungefähr 100 bekannten LMXB's die Bahnperioden bekannt, und damit ist ihre Doppelsternnatur bewiesen. Die Suche nach kohärenten Pulsationen hingegen brachte eine Überraschung. Es konnten zwar keine streng periodischen Pulsationen gefunden werden, doch anstelle dieser entdeckte man ein völlig neues Phänomen: in den hellsten der *Low Mass X-ray Binaries* konnte man quasiperiodische Oszillationen des Röntgenflusses beobachten.

1.1.1. DIE ENTWICKLUNG DER LMXB'S

Verschiedene Szenarien sind vorgeschlagen worden, um die Entstehung und Entwicklung enger Doppelsternsysteme, die einen Neutronenstern beherbergen, zu erklären. Eine Möglichkeit, solch ein Doppelsternsystem zu bilden, ist der Einfang eines Neutronensterns durch einen massearmen Zwergstern. Dieser Bildungsmechanismus findet wahrscheinlich nur im Kern von Kugelsternhaufen statt (Verbunt, 1987a; Fabian, 1975). Tatsächlich ist die Häufigkeit von massearmen Röntgendoppelsternen in Kugelsternhaufen um einen Faktor 100 bis 1000 mal höher als in der übrigen Galaxie (z.B. Katz, 1975). Eine Möglichkeit zur Bildung von LMXB's außerhalb von Kugelhaufen wäre, daß die LMXB's ihren Ursprung in Kugelhaufen hatten, dann aber ihnen entwichen sind. Beim Einfang eines Neutronensterns durch einen K-Zwerg wird die Geschwindigkeit des gebildeten Doppelsternsystems nicht viel größer als die Geschwindigkeit des Neutronensterns vor der Begegnung sein. Da vor allem die langsamen Neutronensterne eingefangen werden, ist das Entweichen eines LMXB's aus einem Kugelhaufen unwahrscheinlich (Hills, 1976). Eine weitere Möglichkeit ist, daß der Kugelhaufen, in dem der LMXB geboren wurde, verdampft ist. Da aber die Verteilung der Kugelsternhaufen um den Kern der Galaxie dem gleichen $1/r^3$ -Gesetz wie die Population der Bulgesterne folgt, schließt man daraus, daß noch nicht zu viele Kugelhaufen verdampft sein können (Van den Heuvel, 1983). Die Lebensdauer und die Anzahl der LMXB's würden das Verdampfen sehr vieler Kugelhaufen erfordern. Dieser Mechanismus wird daher nicht für die Entstehung aller massearmen Röntgendoppelsterne verantwortlich sein können. Die Wahrscheinlichkeit ist also gering, daß die LMXB's, welche sich außerhalb von Kugelhaufen befinden, innerhalb von Kugelhaufen gebildet worden sind.

Wahrscheinlicher ist die Entstehung des Neutronensterns in einem kataklysmischen Variablen. Hier wird die Masse des Weißen Zwerags als Folge von Akkretion über die Chandrasekar-Grenze vergrößert, und der Zwerg erleidet einen Kollaps. Berechnungen zeigen, daß ein C-O-Weißer Zwerg mit einer Masse, die nahe der Chandrasekar-Masse liegt, tatsächlich durch Akkretion zu einem Kollaps gebracht werden kann (Canal und Schatzmann, 1976; Canal et al., 1980). Es ist gezeigt worden, daß dies auch für O-Ne-Mg-Weiße Zwerge gilt (Sugimoto und Nomoto, 1980). Die Implosion und die folgende Explosion wird im allgemeinen das System

nicht zerstören, aber die Massennekretion wird für eine beträchtliche Zeit seiner Entwicklung unterbrochen (Van den Heuvel, 1983). Erst ungefähr 10^9 Jahre später wird das Doppelsternsystem genügend Drehimpuls über Gravitationsstrahlung abgegeben haben, um den Massetransfer durch den Überfluß über die Rocheffläche wieder aufzunehmen. Nach der Wiederaufnahme der Akkretion ist das Doppelsternsystem ein LMXB vom "Bulge-Typ". Da der Neutronenstern zu diesem Zeitpunkt schon sehr alt ist, wird er den größten Teil seines Magnetfeldes verloren haben. Er wird keine Pulsationen zeigen und kann zum Burster werden. Die Ähnlichkeit zwischen den Kugelhaufenquellen und den *Bulge*-Quellen ist daher sehr groß. Beide bestehen aus einem alten Neutronenstern und einem roten Zwergstern. Der Unterschied besteht wahrscheinlich nur in der Metallhäufigkeit. Die oben besprochene Entstehung der *Bulge*-Quellen durch den Kollaps eines Weißen Zwerges ist jedoch ein sehr seltener Vorgang. Die Akkretionsrate und die Masse des Weißen Zwerges müssen in einem engen Bereich liegen, um diese Entwicklung zu durchlaufen. Die wahrscheinlichsten Vorläufer der LMXB's sind O-Ne-Mg-Weiße Zwerge, die mit einem Unterriesen in einem System mit Masseaustausch gebunden sind.

1.1.2. OPTISCHE EIGENSCHAFTEN

Eine große Zahl der optischen Gegenstücke der LMXB's haben ein Sco X-1-artiges optisches Spektrum (z.B. van Paradijs, 1983). Solch ein Spektrum ist dominiert von einem annäherungsweise flachen Kontinuum, dem nur einige relativ schwache Emissionslinien überlagert sind. Sichtbar sind hauptsächlich Balmerlinien, HeII und NIII (Canizares et al., 1979; Abb.1.1). Absorptionslinien, Hinweise auf eine "normale" Sternatmosphäre, sind kaum vorhanden. Aus der Tatsache der fehlenden Absorptionslinien in den optischen Spektren kann man schließen, daß die Masse des Begleiters kleiner als $2 M_{\odot}$ ist. Die optische Strahlung der LMXB's ist dominiert von Röntgenphotonen, die in Materie nahe dem Neutronenstern, wahrscheinlich einer Akkretionsscheibe, reprozessiert wurden. Die Abwesenheit optischer Variationen mit großer Amplitude, die durch das Aufheizen des Beglei-

ters auf der dem Neutronenstern zugewandten Seite verursacht würden, zeigt, daß das Reprozessieren hauptsächlich in der Scheibe passiert. Die absolute visuelle Helligkeit der LMXB's beträgt $M_v \sim +1$.

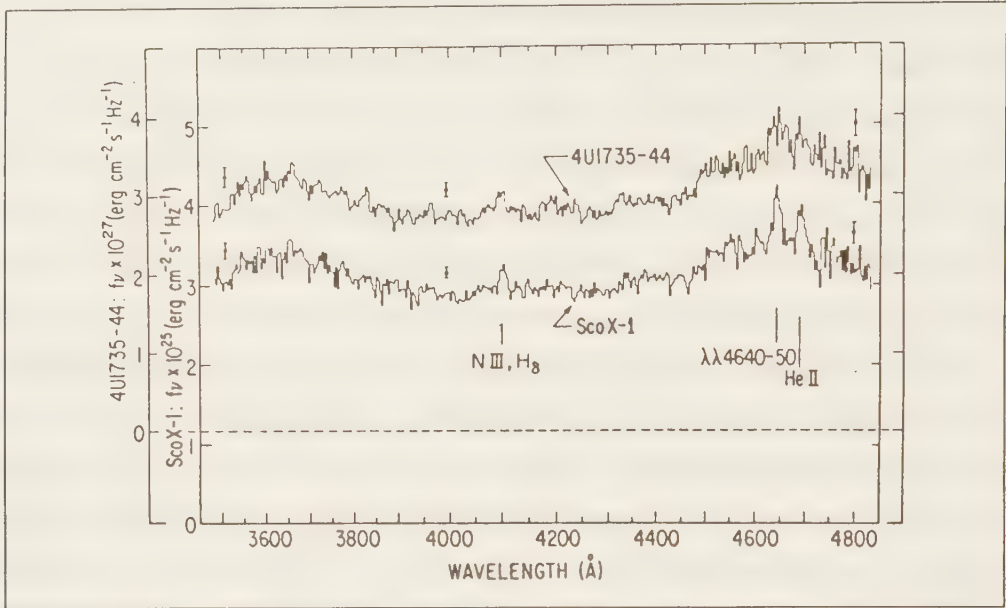


Abb. 1.1: Die optischen Spektren von Sco X-1 und 4U1735-44, Canizares, 1980

Das erklärt, warum spektrale Spuren des Begleiters erst sichtbar werden, wenn sich dieser von der Hauptreihe weg zum Riesen entwickelt hat. Bei den Röntgendoppelsternen, von denen nur zeitweise Röntgenstrahlung sichtbar ist, sieht man den Begleiter manchmal in röntgenschwachen Phasen. Schwarzkörpertemperaturen, abgeleitet aus den optischen Spektren, liegen in der Größenordnung von 30000 K. Dies ergibt einen charakteristischen Radius $R \sim 1 R_{\odot}$ für die optisch emittierende Region.

1.1.3. DIE RÖNTGENSPEKTREN

Die innerste Region einer den Neutronenstern umgebenden Akkretionsscheibe wird auf Temperaturen um die 10^7 K aufgeheizt und ist als helle Röntgenquelle sichtbar (Pringle und Rees, 1972; Shakura und Sunyaev, 1973). Bei der Akkretion von Materie auf einen Neutronenstern mit schwachem Magnetfeld ($\leq 10^8$ G) wird

die Akkretionsscheibe bis auf die Neutronensternoberfläche hinabreichen. Die akkretierte Materie wird ihre kinetische Energie abgeben, wenn sie sich auf der Neutronensternoberfläche absetzt. Unter Vernachlässigung relativistischer Effekte ist nach dem Virialtheorem die Leuchtkraft der Scheibe gleich der Leuchtkraft der Grenzschicht, falls die Rotationsgeschwindigkeit des Neutronensterns noch groß gegen die Rotationsgeschwindigkeit der Materie am innersten Scheibenrand ist. Sunyaev und Shakura (1986) haben gezeigt, daß für Schwarzschild-Geometrie die Leuchtkraft der Grenzschicht größer sein kann, bis zu einem Faktor 2. Dies hängt von der Zustandsgleichung des Neutronensterns ab. Für Zustandsgleichungen, welche größere Sternradien liefern, liegt der äußere Rand des Neutronensterns außerhalb des letzten stabilen Orbits. Das freie Hineinspiralen der Materie auf den Neutronenstern würde die Grenzschichtkomponente noch verstärken.

Spektrale Untersuchungen der LMXB's haben schon früh gezeigt, daß deren Spektren genau wie deren Intensität stark variabel sind. Mehr noch, die spektrale Härte, abgeschätzt durch ein Flußverhältnis von zwei Energiebändern, die in erster Näherung die Steigung des Spektrums angibt, zeigt in vielen der hellen LMXB's eine ausgeprägte Korrelation mit der Intensität. Genauere Untersuchungen der Härte-Intensitäts-Relation zeigten mindestens ein bimodales Verhalten (Branduardi, 1980; van der Klis, 1987; Hasinger, 1987a).

Ist die Rotationsgeschwindigkeit des Neutronensterns noch groß gegenüber der Kepler-Geschwindigkeit der inneren Scheibe, existiert also eine Grenzschicht, so hängt die Form des Spektrums davon ab, ob diese Grenzschicht optisch dick ist. Die interne Struktur der Grenzschicht und deren optische Tiefe ist sehr ungewiß (z.B. Fujimoto und Hoshi, 1985). Falls die optische Tiefe groß ist, wird das Spektrum das einer Schwarzkörperemission sein, das eventuell durch Comptonstreuung modifiziert wird. Im optisch dünnen Fall wird die Emission über Bremsstrahlung oder über Comptonverluste erfolgen. Außerdem sollte der Neutronenstern selbst die Quelle einer Schwarzkörperemission sein: erstens, weil er durch die Akkretion aufgeheizt wird, und zweitens, weil auf seiner Oberfläche Wasserstoffbrennen stattfindet (Fujimoto et al., 1984). Aus der Analyse von Röntgenbursts, speziell aus den korrigierten Schwarzkörpertemperaturen in abklingenden Bursts, kann man auf Temperaturen der Neutronensternoberfläche von $kT \sim 1 \text{ keV}$ schließen (van Paradijs und Lewin, 1986; Sztajno et al., 1986a).

Meist wird das Spektrum der Grenzschicht durch ein Schwarzkörperspektrum dargestellt. Es sollen nun drei Spektren vorgestellt werden, die sich als erfolgreich in der Beschreibung der Scheibenkomponente erwiesen haben. Die japanische Gruppe, die die Röntgenspektren der Beobachtungen auf dem *Tenma*-Satelliten analysierte, benutzte ein sogenanntes Mehrfarbenspektrum (Mitsuda et al., 1984). In einer optisch dicken Scheibe beträgt die Energie, die zwischen r und $r - \Delta r$ abgestrahlt wird, $4\pi r \Delta r \sigma T^4$ und ist gleich der Gravitationsenergie, die in Δr freigesetzt wird. Sie ist damit proportional zu $r^{-2} \Delta r$. Das ergibt eine Abhängigkeit der Temperatur vom Radius mit $T \sim r^{-3/4}$. Das beobachtete Spektrum einer optisch dicken Scheibe $F_d(E)$ in einer Entfernung D unter einem Winkel θ ist gegeben durch (Mitsuda et al., 1984)

$$F_d(E) = \frac{\cos \theta}{D^2} \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r B(T, E) dr = \frac{8\pi r_{in}^2 \cos \theta}{3D^2} \int_{T_{out}}^{T_{in}} \left(\frac{T}{T_{in}}\right)^{-11/3} \frac{dT}{T_{in}}, \quad (1.1)$$

wobei r_{in} und r_{out} die innere, bzw. äußere Grenze der optisch dicken Scheibe sind. $B(T, E)$ ist die Planck-Verteilung und $T_{in} = T(r_{in})$. Die Leuchtkraft der Scheibe ist in diesem Modell gegeben durch

$$L_S = \int_{r_0}^{r_1} 4\pi R \sigma T^4(r) dr \simeq 4\pi r_{in}^4 \sigma T_{in}^4. \quad (1.2)$$

Diese Näherung gilt für $r_{out} \gg r_{in}$ (Mitsuda et al., 1984). Die japanische Gruppe findet mit diesem Modell eine konstante Emission der Grenzschicht, die bei mehreren Quellen eine Temperatur von $kT = 1.2 \text{ keV}$ aufweist. Die Scheibenkomponente fluktuiert und ist verantwortlich für die beobachteten korrelierten Schwankungen von Intensität und Spektrum. Cerny et al. (1986) machten einen ähnlichen Ansatz, mit der zusätzlichen Annahme, daß ein Teil der Grenzschichtemission die Akkretionsscheibe aufheizt. Sie beschrieben mit diesem Modell Spektren, die mit dem *Einstein*-Proportionalzähler gewonnen wurden.

White et al. (1986b) benützen einen anderen Ansatz. Sie verwenden eine Lösung der Kompaneetsgleichung (Sunyaev und Titarchuk, 1980), welche die Comptonisierung von weichen Photonen in einem heißen, isothermen Plasma beschreibt. Die Integraldarstellung der Lösung lautet (Sunyaev und Titarchuk, 1980,

Gleichung 23.a)

$$F_\nu(x) = \frac{\alpha(\alpha+3)x_0^\alpha}{\Gamma(2\alpha+4)} x^\alpha \exp(-x) \int_0^\infty t^{\alpha-1} \exp(-t)(x+t)^{\alpha+3} dt \quad (1.3)$$

mit $x = E/kT$. Dieses Spektrum hat für $x \ll 1$ den Verlauf $F_\nu \sim x^\alpha$ und für $x \gg 1$ die "Wienform" $F_\nu \sim x^3 \exp(-x)$ (Sunyaev und Trümper, 1979). White et al. (1986b) nähern diese Formel (1.3) im Photonenraum mit der Abhängigkeit

$$F_{phot}(E) \sim E^{-\alpha} \exp(E/kT) \quad (1.4)$$

und approximieren damit eine ungesättigte Comptonisierung. Obiges Spektrum wird in der Literatur oft als "Boltzmann-Wien" Spektrum angeführt. Mit diesem Modell wurden gute Erfolge besonderes in der Beschreibung der Röntgenspektren der hellen Quellen erzielt.

Mehrere andere Gruppen benutzten eine "einfache" thermische Bremsstrahlung mit Gauntfaktor als Scheibenspektrum

$$F_{phot}(E) \sim E^{g(E,kT)} \exp(E/kT) \quad (1.5)$$

Dies ist ein Spezialfall des Boltzman-Wien-Spektrums mit $g(E, kT) = \alpha = 1.4$. Speziell für die EXOSAT-Daten ergaben sich daraus vergleichbar gute Anpassungen (Hasinger et al., 1985a, Langmeier et al., 1985a, 1985c, Sztajno et al., 1985a). Die Temperaturen, die man mit diesem Modell bestimmt, liegen höher als beim Boltzman-Wien-Spektrum. Mit beiden Modellen fand man sowohl die Scheibenkomponente als auch die Grenzschichtkomponente variabel.

Zwei Tatsachen beschränken diese vereinfachten Annahmen über die Emissionsgebiete, wodurch besonders der Bereich nahe des Neutronensterns eine kompliziertere Struktur erhält. Erstens spielt der Strahlungsdruck bei Leuchtkräften, die nahe der Eddington-Leuchtkraft (L_E) liegen, eine entscheidende Rolle und zweitens modifizieren Magnetfelder Emissionsgebiet nahe am Neutronenstern. Diese Modifizierungen äußern sich in den obigen Modellen durch die Verschiebung der relativen Flußanteile.

Der Druck der Strahlung bewirkt eine Skalenhöhe der inneren Scheibe von $h \sim R(L/L_E)$ (Lamb, 1986). Daher ist es wahrscheinlich, daß der Neutronenstern von einer relativ dicken Scheibe umgeben ist. Zudem vermutet man, daß die inneren Scheibe und der Neutronenstern in einer Korona eingebettet sind. Dieses

Bild kann auch erklären, warum keine Pulsationen vom Neutronenstern gesehen werden, auch wenn Magnetfeldstärken von $\sim 10^9$ G herrschen. Wenn die Photonen der Schwarzkörperkomponente (BB) von der Neutronensternoberfläche, wie es durch die Temperatur und die Größe des Emissionsgebietes naheliegend erscheint, und die Boltzman-Wien-Komponente (BW) von Plasma in der inneren Scheibe stammen, so gibt es zwei Möglichkeiten:

Eine Möglichkeit besteht darin, daß das Plasma frei auf die Neutronensternoberfläche herabfällt und die kinetische Energie direkt in Röntgenstrahlung umgewandelt wird. Dabei sollte $L_{BB} \sim L_{BW}$ sein und, falls Neutronenstern und Magnetosphäre verdeckt sind, $L_{BB} \ll L_{BW}$.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, daß sich das Plasma innerhalb der Magnetosphäre wegen des hohen Strahlungsdrucks nur langsam auf der Neutronensternoberfläche absetzt, und seine potentielle Energie nur langsam in Röntgenstrahlung verwandelt wird. Man erwartet $L_{BB} \ll L_{BW}$, falls die ganze Magnetosphäre mit Plasma gefüllt ist.

Die starken Variationen in der Intensität der Schwarzkörperkomponente stammen in diesem Bild von Änderungen des Akkretionsflusses innerhalb der Magnetosphäre und Änderungen der Dichte, der Ausrichtung und Form der Korona. Die Konstanz der Scheibenkomponente ist auf die große Stabilität des Massendurchsatzes in der inneren Scheibe zurückzuführen. Bei Vorhandensein einer dicken Scheibe und einer Neutronensternkorona müßten die obigen Modelle dahingehend korrigiert werden, daß auch die Comptonisierung der Schwarzkörperkomponente berücksichtigt wird.

In den Energiespektren fast aller LMXB's wird bei 6.7 keV eine Fluoreszenzlinie beobachtet (White et al., 1986a). Die Fluoreszenzausbeute ist der Teil der K-Schalen Photoabsorptionen, denen eine K_α -Linienemission anstelle von einer Auger-Emission folgt. Er beträgt bei Eisen $\omega_{\text{FE}} = 0.34$. Die anderen häufigen Elemente haben deutlich niedrigere Werte. Für C und N sind sie kleiner als 0.01 und für Ne, Si und S liegen sie bei 0.3. Damit ist das Produkt aus Häufigkeit und Fluoreszenzgewinn bei Eisen am höchsten. Daher wird diese Linie im Spektrum der LMXB's allgemein als K_α Emissionslinie von He-artigem Eisen interpretiert. Diese Linie kann durch Stoßanregung in einem heißen (~ 1 keV) Plasma, durch Rekombination in einem kühleren Plasma oder durch Röntgenfluoreszenz von hoch ionisiertem Eisen zustande kommen. Die ersten beiden Prozesse erfor-

dern ein größeres Emissionsmaß als es vom vorhandenen Plasma erwartet wird. Die Lage der Eisenlinie wird durch den Ionisationszustand des emittierenden Plasmas bestimmt. Die Eisenlinie entsteht wahrscheinlich in heißem Material über der Akkretionsscheibe nahe dem Neutronenstern.

1.1.4. UMLAUFPERIODEN

Wie schon erwähnt, waren die fehlenden Bedeckungen ein Problem für das einfache Doppelsternmodell der LMXB's. Vom Neutronenstern aus gesehen beträgt die Öffnung des Raumwinkels, den der optische Begleiter ausfüllt, ungefähr 30 Grad. Joss und Rappaport (1979) errechneten eine Wahrscheinlichkeit für dessen Bedeckungen durch seinen optischen Begleiter, der das Rochevolumen ausfüllt, zu

$$P_{ec} \leq 0.25 \left(\frac{1+q}{6} \right)^{-1/3} \quad (1.6)$$

mit $q = M_x/M_c \geq 1$. Man erwartet nach diesem Modell bei 20% der LMXB's eine Bedeckung durch den Begleiter. Ein Modell, das die fehlenden Bedeckungen mit der Struktur der Akkretionsscheibe erklärt, kam von Milgrom (1978). Er vermutete, daß die LMXB's eine Scheibe mit einem sehr dicken äußeren Rand besitzen, die den optischen Begleiter in den Röntgenshatten stellt und somit Röntgenbedeckungen verhindert. Die EXOSAT-Beobachtungen zeigten, daß totale Röntgenbedeckungen tatsächlich selten sind. Sie werden nur bei drei Systemen beobachtet. Doch es gibt zusätzliche Effekte, die eine beobachtbare Modulation des Röntgensignals in Systemen mit höherer Inklination bewirken.

Streuung von Röntgenphotonen an ionisiertem heißen Gas über der Akkretionsscheibe und dem Neutronenstern bewirkt, daß die Röntgenstrahlung auch noch gesehen werden kann, wenn der direkte Blick auf das Emissionsgebiet verdeckt ist. Die effektive Größe des Emissionsgebietes kann dann vergleichbar sein mit der des optischen Begleiters. Dies kann Ursache für partielle Bedeckungen sein. Die scheinbare Helligkeit in diesen Systemen ist niedrig, da wir nur gestreutes Licht sehen.

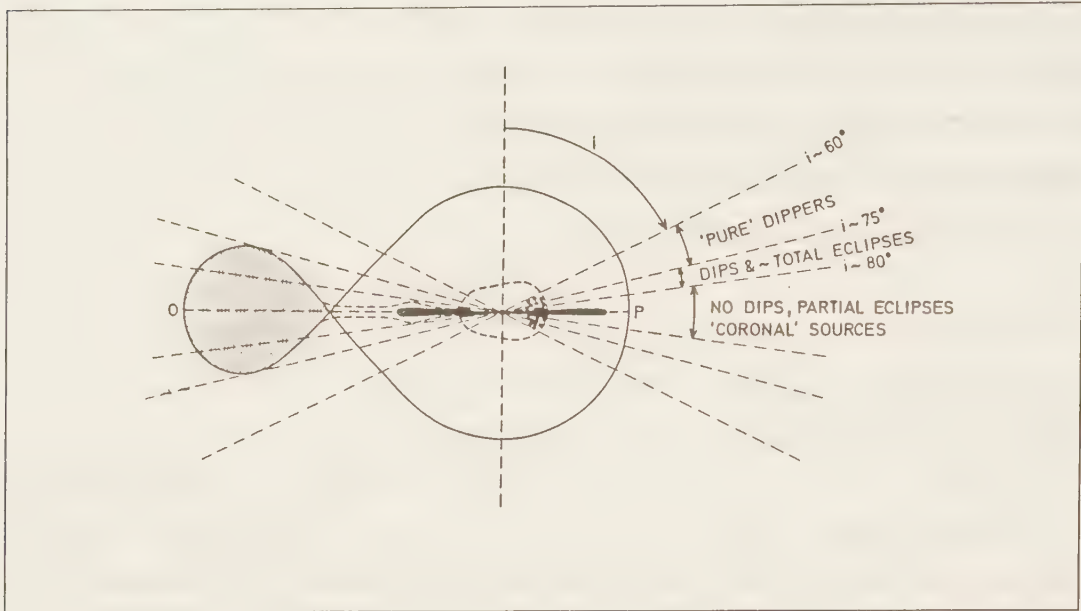


Abb. 1.2: Die Winkelverhältnisse in einem massearmen Röntgendoppelstern, aus Frank et al. 1987. Die verschiedenen Arten der Modulation des Röntgensignals in Abhängigkeit von der Inklination sind in dieser Skizze dargestellt. Nach diesem Modell sollten etwa $\sim 30\%$ aller LMXB's Anzeichen ihrer Orbitalperiode im Röntgensignal aufweisen.

Die Höhe des Rands der Akkretionsscheibe variiert stark mit dem Azimut und ist am größten dort, wo die akkretierte Materie auf die Scheibe trifft. Diese Verdickung am äußeren Rand der Akkretionsscheibe kann einen größeren Winkel vor der Röntgenquelle einnehmen als der optische Begleiter (Abb.1.2) und kann, der Akkretionsrate entsprechend, erratische aber periodische Absorptionsdips (Abb.1.3) in der Intensität über einen großen Bereich von Inklinationen erzeugen (White und Mason, 1985, Frank et al., 1987). Diese Struktur vermag auch die gestreute Emission einer Röntgenkorona zu modulieren.

Für 22 der ungefähr 100 bekannten LMXB's existieren nunmehr gesicherte Umlaufperioden (Abb.1.4). Durch die Möglichkeit, daß man mit EXOSAT ununterbrochene Beobachtungen durchführen konnte, sind Selektionseffekte, die früher eine Entdeckung verhinderten, verringert worden. Die obere Grenze der gefundenen Perioden ist auf die durchschnittliche Beobachtungszeit von ungefähr 12 Stunden zurückzuführen. Längere Beobachtungszeiten hätten möglicherweise auch einige längere Perioden sichtbar werden lassen. Als Beispiel sei hier die Entdeckung der 21 h Periode von X1624-69 (Watson et al. 1985) durch eine 2 Tage

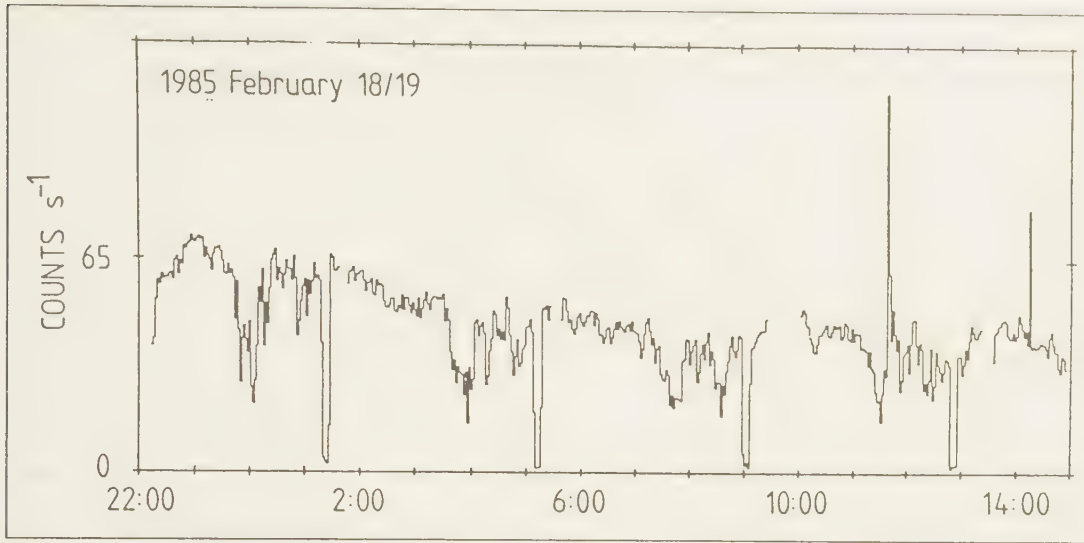


Abb. 1.9: Die Lichtkurve der "transient" Röntgenquelle EXO0748-676, entnommen aus Gottwald et al. 1986. Zu sehen sind 4 Intensitätsdips und 4 Bedeckungen. Die Lage der Intensitätsdips deutet darauf hin, daß sie durch eine Verdickung in der äußeren Akkretionsscheibe verursacht werden, dort wo der Materiestrom auf die Scheibe trifft. Die Lichtkurve zeigt zudem, daß verschiedene Mechanismen eine Modulation mit der Orbitalperiode erzeugen können.

dauernde EXOSAT-Beobachtung angeführt. Es ist auffällig, daß bei den ganz hellen *Bulge*-Quellen noch sehr wenig Perioden gefunden wurden. Dafür könnte ein anderer Selektionsprozess verantwortlich sein (White, 1986a). In den Systemen mit sehr hoher Leuchtkraft entsteht durch die Beleuchtung der Akkretionsscheibe mit Röntgenstrahlung eine Akkretionsscheibenkorona. Für Leuchtkräfte, die nahe der Eddington-Leuchtkraft liegen, kann diese Korona in der Sichtlinie optische Tiefen größer als $\tau = 1$ aufweisen und das in einem Winkel bis zu 10 Grad über der Scheibe oder mehr (Fabian et al., 1982). Auf diese Weise würden helle Quellen, die unter hoher Inklination gesehen werden, eine niedrigere scheinbare Leuchtkraft haben. Der Umstand, daß nur bei niedriger Leuchtkraft Modulationen zu sehen sind, könnte daher auf das Vorhandensein einer Korona über der Akkretionsscheibe zurückzuführen sein.

Die zwei aus optischen Untersuchungen bekannten Umlaufperioden für die sehr hellen Quellen Cyg X-2 und Sco X-1 von 9.8 beziehungsweise 0.7 Tagen deuten aber eher darauf hin, daß die ganz hellen Quellen vergleichsweise lange Umlaufperioden haben und die begrenzte Beobachtungsdauer von EXOSAT eine Entdeckung verhinderte. In sich entwickelnden Riesen ist der Masseübertrag $\dot{M}$ positiv linear

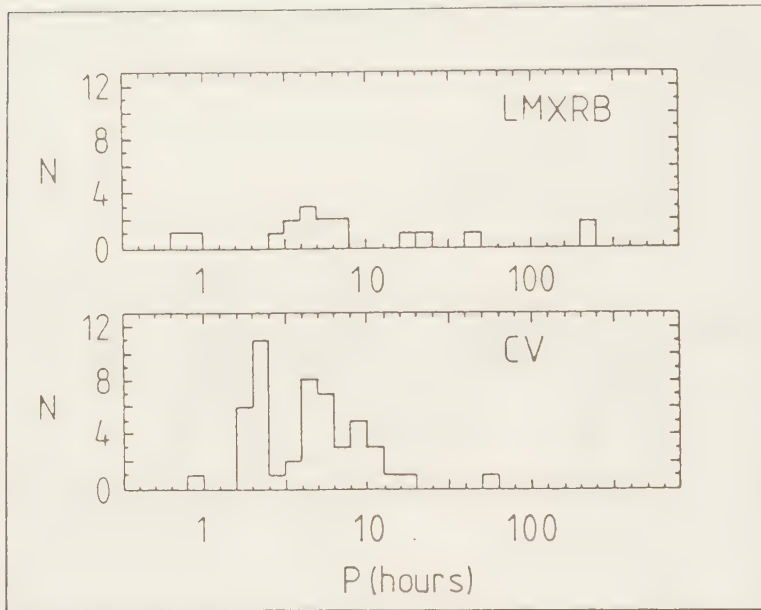


Abb. 1.4: Die Verteilung der bestätigten Umlaufperioden von kataclysmischen Variablen und LMXB's nach White et al., 1986b. Die Umlaufperioden der LMXB's liegen gehäuft zwischen 3 und 8 h.

mit der Umlaufperiode verknüpft (z.B. Taam, 1983; Webbink et al., 1983). Sollten die hellen LMXB's Riesen als Begleitsterne haben, so besteht die Möglichkeit, daß ihre Umlaufperioden wegen deren Länge bisher noch nicht entdeckt wurden.

Am Ende des Massenübertrags, wenn die Hülle des Riesen erschöpft ist, bleibt eine weites Doppelsternsystem übrig, bestehend aus einem Weißen Zwerg, dem ursprünglichen Kern des Riesen, und einem schnell drehenden Neutronenstern. Dieser Neutronenstern kann nach dem Versiegen der Akkretion als Radiopulsar sichtbar werden. Die Entdeckung eines 6 ms Pulsars in einem 120 Tage Orbit (Boriakoff, 1983) wird als Unterstützung dieser Annahme gesehen. Jede periodische Modulation des Röntgensignals von sehr hellen, massearmen Röntgendoppelsternen wird nur schwer zu finden sein. Die Überlagerung mit intrinsischen Variationen, Änderungen der Massenakkretionsrate und Streuung durch die Akkretionsscheibenkorona werden sehr lange Beobachtungszeiten erforderlich machen.

1.1.5. PULSATIONEN

Neutronensterne werden wahrscheinlich schnell rotierend in einer Supernovaexplosion geboren ($P \sim 10 \text{ ms}$). In der ersten Phase ihres Lebens senden sie starke, gepulste Strahlung aus und verlieren dabei Energie und Drehimpuls. Die Rotationsfrequenz nimmt daher stetig ab. Befindet sich der Neutronenstern in einem engen Doppelsternsystem, wird bei einsetzender Entwicklung des Begleiters zum Riesen die Massenaakkretion beginnen und sich eine Akkretionsscheibe ausbilden. Die Materie am inneren Rand dieser Scheibe rotiert mit einer hohen Frequenz ($\sim 10 - 1000 \text{ Hz}$). Die Kopplung der Scheibenmaterie an das Magnetfeld des Neutronensterns bewirkt, je nachdem ob der Neutronenstern oder die akkretierte Materie eine höhere Rotationsfrequenz besitzen, eine Erhöhung ("Spin-Up") oder eine Erniedrigung ("Spin-Down") der Rotationsfrequenz des Neutronensterns. Bei alten Neutronensternen, bei denen das Magnetfeld auf Werte um 10^9 G zerfallen ist, reicht die Akkretionsscheibe bis nahe oder ganz auf die Neutronensternoberfläche hinab. Der Neutronenstern wird mit der gleichen Umlauffrequenz wie der innere Rand der Akkretionsscheibe rotieren. Der "Spin-Up" eines Neutronensterns zur höchstmöglichen Frequenz, bei der er auseinanderbricht, benötigt die Akkretion von ungefähr $0.1 M_\odot$, welche bei einer stetigen Akkretionsrate von $\dot{M} \sim 10^{-8} M_\odot \text{ y}^{-1}$ nach 10^7 Jahren erreicht wird. Dieser Wert liegt innerhalb der Entwicklungszeit von LMXB's. Die Grenzperiode eines Neutronensterns mit einer Masse von $1.4 M_\odot$ liegt zwischen 0.6 und 1.6 ms , in Abhängigkeit von der verwendeten Zustandsgleichung (Friedman et al., 1986). Folgende Beziehung gilt zwischen der momentanen Gleichgewichtsperiode P_{eq} , dem Magnetfeld B_9 , dem Alter des Systems, bzw. der bereits akkretierten Masse, dem Neutronensternradius und der Akkretionsrate $\dot{M}$

$$P_{eq} \approx (1.9 \text{ ms}) B_9^{6/7} (M/1.4 M_\odot)^{-5/7} (\dot{M}/\dot{M}_{Edd})^{-3/7} R_6^{18/7} \quad (1.7)$$

(z.B. Verbunt et al., 1987) Gl. (1.7) zeigt eine Hauptschwierigkeit der Periodensuche. Je älter das System, desto schwächer das Magnetfeld und umso kürzer die Equilibriumsperiode des Neutronensterns. Die Suche konzentriert sich also auf periodische Signale mit hoher Frequenz und schwacher Modulation. Der Verlauf der Gleichgewichtsperiode in Abhängigkeit von der Zeit hängt stark vom Modell der Scheibe und der Akkretion ab (White und Stella, 1988). Die Grenzperiode

jedoch liegt bei allen Modellen im Millisekundenbereich. Die kleinste erreichbare Periode wird durch zwei Mechanismen begrenzt. Das Anwachsen von nicht achsensymmetrischen Schwingungsmoden in einem schnell rotierenden, symmetrischen Neutronenstern verhindert durch die Abstrahlung von Gravitationswellen einen "Spin-Up" zu mehr als 0.6 bis 0.7 der Grenzfrequenz (Papaloizou und Pringle, 1978; Wagoner, 1984). Einen anderen limitierenden Effekt beschreiben Friedman et al. (1984, 1986). Durch die hohen Zentrifugalkräfte wächst der äquatoriale Radius um einen Faktor 1.3. Der "Spin-Up" stoppt, wenn die Rotationsperiode des verformten Neutronensterns der Periode der inneren Scheibe gleich ist. Bei schnellen Rotationsperioden liegt der Radius des letzten stabilen Keplerschen Umlaufbahn innerhalb der Oberfläche des Neutronensterns. Die Akkretionsscheibe berührt damit die Oberfläche.

Die Entdeckung von Radiopulsaren in Doppelsternsystemen und Pulsperioden im Millisekundenbereich (Boriakoff, 1983) hat ein neues Element in die Diskussion um die LMXB's gebracht, weil die Vorläufer dieser Systeme wahrscheinlich LMXB's sind (siehe Abschnitt 1.1.1.). Sie können somit Aufschluß über die Neutronensternparameter in LMXB's geben. Bei den beiden Millisekundenradiopulsaren PSR1855+09 und PSR1953+29 und auch bei dem einzelnen 1.5 ms Pulsar PSR1937+21 ergibt eine Bestimmung der Magnetfeldstärke durch die "Spin-Down"-Rate Werte in der Größenordnung von $4 \cdot 10^8 \text{ G}$ (Dewey et al., 1986). Falls dieser Wert auch während der Akkretionsphase galt, wäre für Leuchtkräfte $L \geq 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$ die Magnetfeldstärke nicht groß genug gewesen, um die Materie über der Neutronensternoberfläche zu halten. Aus den Messungen der niederen Temperatur des Begleiters von PSR0655+64 schließt man, daß das Alter dieses weißen Zwerges bei 10^9 Jahren liegt. Setzt man dieses Alter gleich der Dauer der Akkretionsphase, so findet man, daß die Magnetfelder bei alten Neutronensternen nicht mehr so schnell zerfallen wie zu Beginn ihres Lebens. Der mögliche Zusammenhang zwischen LMXB's und Millisekundenpulsaren wurde durch die Entdeckung von zwei Millisekundenpulsaren in Kugelhaufen gestützt, da Millisekundenpulsare dort genauso bevorzugt aufzufinden sein sollten wie die LMXB's.

1.1.6. QUASIPERIODISCHE OSZILLATIONEN

Bei der Suche nach kohärenten Pulsationen im Millisekundenbereich gelang eine wichtige Entdeckung in der Röntgenastronomie. Van der Klis et al. (1985a, 1985b) fanden den Röntgenfluß von GX5-1, einer hellen *Bulge*-Quelle, mit quasiperiodischen Oszillationen (QPO's) moduliert, deren Frequenz eine Abhängigkeit von der Röntgenleuchtkraft der Quelle aufwies. Die Oszillationen hatten eine mittlere Frequenz von 30 Hz und zeigten sich als Verteilung mit einer Breite von 25% im Leistungsspektrum. Die Frequenz variierte von 20 Hz, wenn die Quelle im beobachteten Leuchtkraftminimum lag, bis 40 Hz, als die Quelle 30 % heller war. Im Leistungsspektrum war außer den quasiperiodischen Oszillationen noch eine Komponente aperiodischer Variabilität zu sehen, ein niederfrequentes Rauschen mit "rotem" Spektrum (*Low Frequency Noise*, *LFN*). Bei niedrigen Intensitäten lag die Amplitude des modulierten Flusses bei 6%.

QPO's waren schon in der optischen Strahlung von kataklysmischen Variablen (z.B. Robinson and Nather, 1979), engen Verwandten der massearmen Röntgendoppelsterne, gefunden worden. Die Frequenzen dieser quasiperiodischen Oszillationen lagen allerdings wesentlich niedriger. Im Mai 1985 fanden Middleditch et al. (1985) QPO's im Röntgenfluß von Sco X-1, dem Prototyp der LMXB's. Wir berichteten kurz darauf (Hasinger et al., 1985b), daß auch Cyg X-2 quasiperiodische Oszillationen zeigt. In der Folge wurden QPO's bei folgenden LMXB's gefunden: GX17+2 (Stella et al., 1985; Langmeier et al., 1985d), GX349+2, (Lewin et al., 1987), 4U1820-30, (Stella et al., 1987c), 4U1730-335, (Stella et al., 1988), GX3+1, (Lewin et al., 1988), GX340+0, (Van Paradijs et al., 1987), Cir X-1, (Tennant, 1987).

Bei fast allen Quellen zeigt die QPO-Frequenz eine Abhängigkeit von der Intensität. In Sco X-1 kann sich die Frequenz von 6 bis 20 Hz ändern. Im Ruhezustand scheint die Quelle eine Frequenz um 6 Hz zu bevorzugen und die Frequenz ist antikorreliert mit der Intensität. Wenn man aber in Sco X-1 QPO's mit 20 Hz beobachtet, ist sie teilweise mit der Intensität positiv korreliert. Die Untersuchungen dieser Quellen zeigten ein sehr komplexes Verhalten der QPO's. Die Korrelationen und Antikorrelationen zwischen QPO's, LFN und der Intensität scheinen schwerlich mit nur einem Modell erklärbar zu sein.

Es scheinen sich zwei Klassen von QPO's anzudeuten (Hasinger, 1987b). Eine Klasse bilden die schnellen 20-50 Hz QPO's mit variabler Frequenz und meist positiver Korrelation zur Intensität. Die andere Klasse besteht aus den QPO's mit fester Frequenz bei 6 Hz. Das Auftreten der schnellen, variablen oder der langsamen, stabilen QPO's scheint an den spektralen Zustand der Röntgenquelle gebunden zu sein. Bei drei Quellen GX5-1, Sco X-1 und Cyg X-2 ist dieser QPO-Zustand an das spektrale Verhalten geknüpft. Die Kopplung des QPO-Verhaltens an das spektrale Verhalten scheint Ordnung in das Gewirr der Abhängigkeiten zu bringen. Auch ist es möglich, daß mehrere Mechanismen für die Erzeugung von quasiperiodischen Oszillationen verantwortlich sind.

Hasinger (1987a) fand in spektral aufgelösten Lichtkurven von Cyg X-2 eine Verzögerung der spektral harten Komponente der QPO's gegenüber der weichen Komponente. Er zeigte, daß bei der schnellen Variabilität die höherenergetischen Photonen um einige Millisekunden später als die weichen Photonen kommen. Die Zeitverschiebung ist kleiner, wenn die QPO-Frequenz größer wird. Eine mögliche Ursache für diesen Effekt ist Comptonisierung in einer ionisierten Plasmawolke um den Neutronenstern. Für eine Verschiebung von 3 msec und einer optischen Tiefe für Comptonstreuung von ~ 5 würde der Durchmesser der Wolke 170 km betragen (Hasinger, 1987a). Bei diesem Radius ist die Keplerfrequenz 20 Hz, ein Wert, der bei Cyg X-2 beobachtet wird. Van der Klis (1988) fand für die QPO's in GX5-1 eine Verzögerung von ($\tau \sim 0.44 \pm 0.2$ ms) der harten Photonen gegenüber den weichen Photonen. Beim LFN von GX5-1 sind jedoch die weichen Photonen gegenüber den harten Photonen verzögert ($\tau \sim 2.3 \pm 0.7$ ms).

Es ist möglich, daß die quasiperiodischen Oszillationen ihren Ursprung an der Grenze der Magnetopause des Neutronensterns haben. Falls die QPO's magnetosphärischen Ursprungs sind, würde das auf Magnetfelder mit einer Stärke von 10^9 G hinweisen. Solch hohe Feldstärken aber deuten entweder darauf hin, daß die Magnetfelder nicht so schnell zerfallen, wie bisher angenommen wurde, oder daß die Neutronensterne in den LMXB's mit QPO's noch relativ jung sind.

Nachfolgend sollen einige Modelle für die Entstehung von quasiperiodischen Oszillationen beschrieben werden. Ein Modell, das zur Erklärung von QPO's in kataklysmischen Variablen herangezogen wurde, stammt von Bath (1973, 1987).

Er schlug vor, daß die QPO-Frequenz die Kepler-Frequenz von akkretiertem Material an der Grenze zur Magnetopause ist, die den inneren Rand der Akkretionsscheibe bestimmt. Der Radius des inneren Scheibenrandes hängt von der Masse und dem Radius des Neutronensterns sowie von der magnetischen Dipolfeldstärke und der Massenakkretionsrate ab.

$$r_A = 1.1 \cdot 10^6 B_8^{4/7} R_6^{12/7} \dot{M}_{17}^{-2/7} (M/M_\odot)^{-1/7} \text{ cm} \quad (1.8)$$

$$\Omega_K(r_A) = (GM)^{1/2} r_A^{-3/2} \quad (1.9)$$

Verbindet man die Beziehungen mit dem Kepler-Gesetz (1.9) und nimmt man an, daß die Kepler-Frequenz gleich der QPO-Frequenz ist, findet man $\Omega \propto \dot{M}$.

$$\Omega_K(r_A) = 9.5 \cdot 10^3 B_8^{-6/7} R_6^{-18/7} \dot{M}_{17}^{3/7} (M/M_\odot)^{5/7} \text{ rad s}^{-1} \quad (1.10)$$

Diese Beziehung wurde von Alpar und Shaham (1986) bei der Interpretation der beobachteten QPO-Frequenz als Schwebungsfrequenz angewandt. Im Schwebungsmodell ist die beobachtete QPO-Frequenz der Unterschied zwischen der Keplerfrequenz des innersten Orbits der Akkretionsscheibe und der Neutronensternfrequenz $\nu = \nu_K - \nu_{NS}$. Wieder mit der Annahme, daß $L = GMM\dot{M}/R$, also $I \propto \dot{M}$, findet man

$$\nu = cI^{3/7} - \nu_{NS} \equiv c(I^{3/7} - I_0^{3/7}) \quad (1.11)$$

Die logarithmische Ableitung α ist damit

$$\alpha \equiv \frac{d \log \nu}{d \log I} = 3/7 \quad (1.12)$$

Bei GX5-1 beobachtet man allerdings $\alpha \simeq 2$; $\nu_k \simeq 140 \text{ Hz}$; $\nu_{NS} \simeq 110 \text{ Hz}$. Mit einer Neutronensternmasse von $1.4 M_\odot$ kann man den Radius des inneren Scheibenrandes mit etwa 55 km bestimmen. Mit der abgeschätzten Massentransferrate und dem Neutronensternradius ergibt sich die magnetische Feldstärke an der Oberfläche des Neutronensterns zu ($B \sim 10^9 \text{ G}$; GX5-1).

Das Schwebungsmodell ergibt somit die erwarteten Werte für die Magnetfelder und Frequenzen der Neutronensterne in LMXB's. Doch ergeben sich auch Schwierigkeiten. Bei diesen starken Magnetfeldern und einer solchen Helligkeit sollten die Pulsationen des Neutronensterns direkt sichtbar sein. Sie bilden ja auch die

Grundlage zur Ausbildung der quasiperiodischen Oszillationen. Außerdem wird im Falle von Sco X-1 zu manchen Zeiten eine Antikorrelation der Frequenz mit der Leuchtkraft beobachtet. Um diese Schwierigkeiten zu umgehen, führten Lamb et al. (1985) einen Parameter β ein, der die Intensität mit der Akkretionsrate verknüpft: $I \propto \dot{M}^\beta$. Der Nachteil dieser Darstellung liegt nun darin, daß die Rotationsfrequenz des Neutronensterns nicht mehr eindeutig bestimmt werden kann. Da β jeden Wert annehmen kann ist dieses Schwebungsmodell mit dem Bath-Modell identisch für $\alpha\beta = 3/7$.

Im vorangehenden Abschnitt betrachteten wir die funktionellen Abhängigkeiten der QPO-Frequenz von der Intensität. Anschließend sollen die Überlegungen verschiedener Autoren zu den physikalischen Mechanismen, die möglicherweise das Röntgensignal modulieren, vorgestellt werden. Ein spezielles Schwebungsmodell wurde von Lamb et al. (1985) vorgeschlagen. Sie beschreiben das Schwebungsphänomen als Resultat der Formation von Plasmaklumpen (Wolken) am inneren Rand der Akkretionsscheibe. Die Materie wird langsam aus den Klumpen durch Wechselwirkung mit dem Magnetfeld entnommen. Dies führt zu einer modulierten Massenakkretion. Die Materie erreicht die Oberfläche des Neutronensterns in quasiperiodischen Intervallen. Die Frequenz ist dabei die Differenz zwischen der Neutronensternfrequenz und der variablen Keplerfrequenz am inneren Scheibenrand. Dieses Modell kann durch "oszillierende shots" dargestellt werden (Shibazaki und Lamb, 1987). Die Plasmoiden werden zu zufälligen Zeiten und mit einer zufälligen azimuthalen Verteilung erzeugt. In diesem Szenarium wird die Breite der QPO-Verteilung durch die Lebensdauer der Plasmoiden und der LFN durch die einhüllende Kurve der Leuchtdauer bestimmt. Der LFN ist in diesem Modell eine direkte Folge der QPO's. Aber auch ohne ein Anzeichen von LFN wurden QPO's, z.B. in Sco X-1, beobachtet.

Morfill und Trümper (1986) schlugen ein magnetosphärisches Schwebungsmodell in einem stark verdeckten Doppelsternsystem vor. Ein zur Rotationsachse stark geneigtes Magnetfeld erzeugt dabei Schockwellen in der Akkretionsscheibe, die mit Plasmaklumpen in der Scheibe wechselwirken. Die Plasmoiden sind heißer als ihre Umgebung. Daraus resultiert ein quasiperiodisches Signal mit der Schwebungsfrequenz. Anders als bei den obengenannten Modellen kommt hier die modulierte Röntgenstrahlung nicht vom Neutronenstern, sondern von den Plasmoiden

in der Akkretionsscheibe.

Boyle, Fabian und Gilbert (1986) schlagen vor, daß die QPO's durch Reflexionen an einer oszillierenden Scheibe zustandekommen. Dieses und das zuletzt angeführte Modell haben Schwierigkeiten, die hohen Strahlleistungen, die bei einigen Quellen in den QPO's stecken, zu erklären. Van der Klis und Jansen (1985d) sehen den Ursprung für die QPO's in Bedeckungen des Neutronensterns durch eine im inneren Bereich oszillierende Akkretionsscheibe.

In Analogie zu der Entstehung von quasiperiodischen Oszillationen in Zwergnovae deuten Hameury, King und Lasota (1985) die QPO's in LMXB's als Produkt von zeitvariablen magnetischen Feldern, die durch turbulente Dynamos in der Grenzschicht zwischen Neutronenstern und Akkretionsscheibe oder in der Korona entstehen. Die magnetischen Felder sind dabei zu schwach, um das akkretierte Material zu kanalisieren, aber stark genug, um den Temperaturtransport in der Neutronensternkorona und in der Grenzschicht zu beeinflussen. Danach sollen helle heiße Stellen, die eine Lebensdauer von einigen Rotationsperioden besitzen, zufällig auf der Neutronensternoberfläche entstehen. Die Rotation des Neutronensterns und das zufällige Auftauchen und Verschwinden der heißen Stellen würde die Oszillationen mit den beobachteten Eigenschaften verursachen.

1.2. DAS EUROPÄISCHE RÖNTGENOBSERVATORIUM *EXOSAT*

Die Daten, die dieser Arbeit zu Grunde liegen, wurden mit Hilfe des europäischen Röntgenobservatoriums *EXOSAT* (*European X-ray Observatory Satellite*) gewonnen. *EXOSAT* wurde am 28. Mai 1984 mit einer Thor-Delta Rakete in seinen hochelliptischen Orbit geschossen. Die wissenschaftliche Instrumentierung bestand aus zwei identischen Niederenergieteleskopen mit einer Fokallänge von einem Meter, einem Gasszintillationszähler und einem großflächigen Proportionalzählerarray (Mittelenergieexperiment).

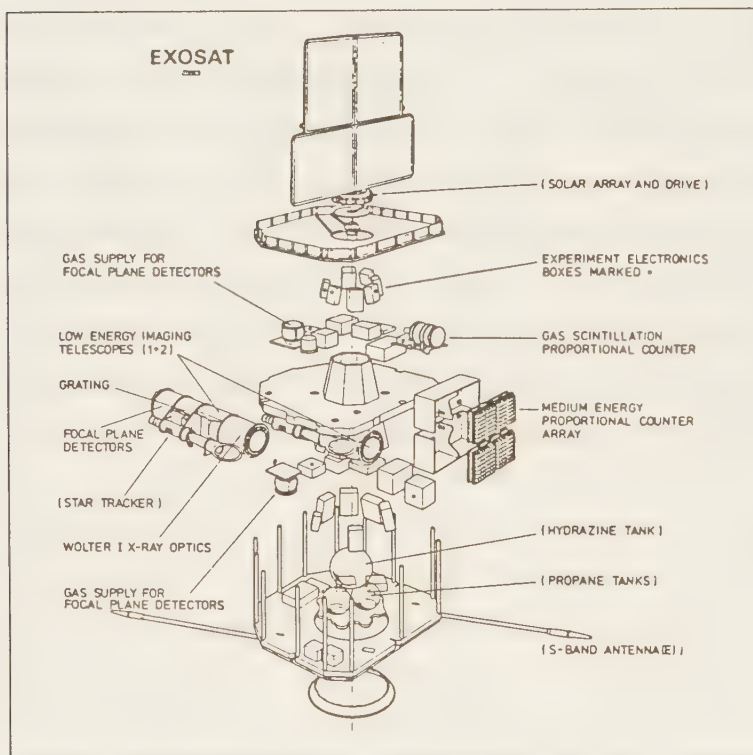


Abb. 1.5: Explosionszeichnung des europäischen Röntgensatelliten *EXOSAT*.

Das Mittelenergieexperiment (Turner et al., 1981) war aus acht Detektoren zusammengesetzt. Jeder einzelne Detektor enthielt zwei Vielfachproportionalzählerkammern, die hintereinander aufgebaut waren und mit unterschiedlichen Gasgemischen betrieben wurden. In den vorderen Kammern befand sich ein Ar/CO₂-Gemisch und in der hinteren Kammer ein Xe/CO₂-Gemisch. Die Eintrittsfenster waren aus Beryllium mit 37 beziehungsweise 42 μm Stärke aufgebaut. Jeder Detektor hatte auf fünf Seiten Hintergrundszähler für geladene

Teilchen. Mit zwei unterschiedlichen Antikoinzidenzprogrammen sorgten sie für eine hohe Hintergrundsunterdrückung. Die acht Detektoren waren zu vier Quadranten zusammengefaßt. Jeweils zwei konnten gekoppelt bewegt werden (*“swap operation”*) um so simultan Quelle und Hintergrund zu beobachten. Der Kollimator hatte 45 arcmin (FWHM) Gesichtsfeld und ein 3 arcmin *“flat top”*. Die totale effektive Fläche war 1500 cm^2 (alle Quadranten in eine Richtung ausgerichtet). Der sensitive Energiebereich war für die Argonzähler $1 - 20 \text{ keV}$ und für die Xenonzähler $5 - 50 \text{ keV}$. Die Energieauflösung betrug $\Delta E/E \sim 50\%/\sqrt{E(\text{keV})}$ im Falle von Argon und für Xenon war $\Delta E/E \sim 18\% (10 \text{ keV} < E < 30 \text{ keV})$ (Taylor et al., 1986)

Das Niederenergieexperiment (de Korte et al., 1981) bestand aus zwei unabhängigen Wolter-I Teleskopen mit jeweils zwei Detektoren, einem PSD (*Position Sensitive Proportional Counter*) und einem CMA (*Channel Multiplier Array*). Die räumliche Auflösung der Teleskope betrug mit dem CMA-Detektor auf der optischen Achse ~ 8 Bogensekunden. Zwanzig Bogenminuten von der optischen Achse entfernt lag die Auflösung bei 40 Bogensekunden. Die Öffnung der doppelschaligen Teleskope betrug 90 cm^2 . Fünf verschiedenen Breitbandfiltern konnten in den Strahlengang eingefahren werden (*EXOSAT-Express 10*). Die Durchlaßkurven der einzelnen Filter waren genügend unterschiedlich, um Filterspektroskopie zu betreiben. Die wichtigsten Daten der Filter und des Teleskops sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

Die Stärken von *EXOSAT* lagen bedingt in seiner Umlaufbahn. Seine Umlaufperiode betrug ungefähr vier Tage und erlaubte damit ununterbrochene Beobachtungen im Röntgenbereich von nie dagewesener Länge. *EXOSAT* war in drei Achsen stabilisiert. Bei der Planung der *EXOSAT*-Mission waren ursprünglich zwei Beobachtungsmodes vorgesehen. Mondokkultationsbeobachtungen fanden jedoch nie statt. Alle Beobachtungen wurden im *“pointing-mode”* durchgeführt, bei dem der Satellit stabil auf die Röntgenquelle ausgerichtet war. Das Mittelenergieexperiment war auch während der Ausrichtung des Satelliten auf die Quelle (*“slew manouvre”*) in Betrieb. Damit konnte der Hintergrund kurz vor und gleich nach der Beobachtung bestimmt werden. Die Hintergrundrate betrug in einem halben Array ungefähr 40 cnts s^{-1} . Typische Raten bei der Beobachtung von LMXB's lagen zwischen 10^2 und 10^3 cnts s^{-1} . Die dabei auftretende instrumentelle Totzeit

DIE INSTRUMENTE IN DER ÜBERSICHT

ME-Experiment	
Energiebereich	1 – 20 keV für Argon 5 – 50 keV für Xenon
Totale geometrische Fläche	1500 cm ²
Energieauflösung ($\Delta E/E$)	50%/ $\sqrt{E(keV)}$ für Argon 18 % ($10 keV \leq E \leq 30 keV$) für Xenon
Gesichtsfeld	45 arcmin FWHM mit 3 arcsec “flat top”
Hintergrundrate	$\sim 40 \text{ cnts s}^{-1}$ pro halbem Array
Zählrate (1 mcrab)	1.8 cnts s ⁻¹ half array (Argon)
LE-Experiment	
Energiebereich	0.05 – 2 keV (6-300) Å
Energieauflösung	fünf Breitbandfilter
Gesichtsfeld	2.2° Durchmesser
	Filter
Effektive Fläche cm ²	Lexan Al/Pa Boron
0.05 keV	0.4 2.6 -
0.1 keV	11.1 0.4 -
0.5 keV	4.5 3.3 0.4
1.0 keV	3.2 2.5 2.0
1.5 keV	2.2 1.6 1.8
2.0 keV	0.6 0.5 0.6
Empfindlichkeit	0.13 · 10 ⁻³ crab in 10 ⁴ s

Tab. 1.1: Die wichtigsten Eigenschaften der Beobachtungsinstrumente, mit denen die Daten für diese Arbeit gewonnen wurden. Die Werte sind dem EXOSAT-Beobachtungshandbuch entnommen.

variierte zwischen 10% und 20%.

Die Datenerfassung bei *EXOSAT* erfolgte über Telemetriemoden. Es konnten verschiedene Programme in den OBC (*on-board-computer*) eingespeist werden. Die Programme erledigten sowohl die Datenentnahme aus den Instrumenten als auch die Übertragung zur Bodenstation. Mit ihrer Hilfe konnten für die einzelnen Instrumente Zeit- und Energieauflösung bestimmt werden.

Zur Gewinnung und Übertragung der LE-Daten wurde ausschließlich der *LE-Direct-Mode* benutzt. In diesem Mode ist für jedes Ereignis, welches vom CMA-Detektor registriert wurde, die Position und der Zeitpunkt der Registrierung übermittelt worden.

Für das ME-Experiment wurden die HTR3- bis HTR5-Moden (*high-time-resolution*) für die Akkumulierung der zeitlich hochaufgelösten Daten eingesetzt. Die Spektren wurden mit den HER-Moden (*high-energy-resolution*) gewonnen. Einen Überblick über die verschiedenen OBC-Moden gibt das *EXOSAT-Beobachtungshandbuch*.

1.3. METHODIK UND DATENANALYSE

1.3.1. SPEKTRALANALYSE

Die Reduktion der von *EXOSAT* gelieferten Rohspektren umfaßte mehrere Schritte. Sie sollen hier kurz dargestellt werden. Die wichtigste Korrektur, die an den Rohspektren angebracht werden muß, ist die Hintergrundsreduktion. Der Hintergrund, der in der Größenordnung von 40 cnts s^{-1} pro Arrayhälfte lag, wurde, wenn immer möglich, während der Ausrichtung "*slew manouvre*" des Satelliten auf die Röntgenquelle bestimmt. Während einiger Beobachtungen war eine Hälfte des Mittelennergieexperiments auf den Hintergrund ausgerichtet. In dieser Detektorkonfiguration konnte der Hintergrund auch während der Beobachtungen auf Konstanz überprüft werden. Der Hintergrund war im allgemeinen sehr konstant (siehe Vacca et al., 1987). Zur Hintergrundsreduktion der Rohspektren wurden nur solche verwendet, die mit den gleichen Detektoren gemessen waren. Dadurch wurde die Verwendung von Korrekturfaktoren vermieden, die den Hintergrund der beiden Hälften korrelieren.

Das *EXOSAT*-Mittelennergieexperiment war je nach Kipplage der beiden Hälften unterschiedlich stark dem Hintergrund ausgesetzt. Wurden Spektrum und Hintergrund in einer unterschiedlichen Konfiguration gemessen, so wurde der Hintergrund für diesen Effekt korrigiert ("*swap-correction*"). Die Korrekturfaktoren wurden vom *EXOSAT*-Observatory auf der Basis vieler Beobachtungen bestimmt. Der Detektor und besonders die Elektronik hatte eine beachtliche Totzeit. Das heißt, der Detektor und die Elektronik waren eine bestimmte Zeit nach der Registrierung eines Ereignisses nicht in der Lage, ein neues Ereignis zu registrieren. Bei hohen Zählraten von $\sim 2000 \text{ cnts s}^{-1}$ beträgt der Korrekturfaktor 1.3, also werden bei dieser Zählrate etwa 23% der ankommenden Photonen nicht mehr registriert. In erster Näherung ist die Formel für die Totzeitkorrektur gegeben durch (Poissonstatistik)

$$F_{tot} = MT(1 - \exp(-MT)) \quad (1.13)$$

M ist dabei die wahre Rate und T die Länge des Beobachtungsintervalls. Der Korrekturfaktor ist unabhängig von der Energie. Bei Berücksichtigung verschiedener Detektoreffekte wird die Formel noch etwas komplizierter. Die Genauigkeit der Totzeitkorrektur liegt bei 0.1% (Andrews, Stella, *EXOSAT*-Express 10).

Die so korrigierten Pulshöhenspektren wurden dann "gefittet". Dazu wurden Modellspektren mit der Ansprechempfindlichkeit der EXOSAT-Detektoren gefaltet. Die "Response"-Matrix, welche die Ansprechempfindlichkeit beschreibt, wurde vom EXOSAT-Observatory zur Verfügung gestellt. Sie ist am Crabnebel geeicht. Die in dieser Arbeit verwendete Kalibration der Matrix stammt vom April 1985 (EXOSAT-Express 10). Die gefalteten Modellspektren wurden dann mit einer Minimum- χ^2 (Bevington, 1969) Routine an die gemessenen Pulshöhenspektren angepaßt. Die Fehler zu den Werten mit dem niedrigsten χ^2 sind nach der Methode von Lampton, Margon und Bowyer (1976) bestimmt.

1.3.2. DIE HÄRTEQUOTIENTEN

Um schnelle spektrale Änderungen zu analysieren, wurde eine Methode angewandt, die ähnlich der UBV-Photometrie der optischen Astronomie ist. Dazu werden die Zählraten in drei breiten Energiebändern bestimmt. Das erste Energieband (K1) erstreckte sich von 1.0 bis 3.2 keV, das zweite Energieband (K2) von 3.2 bis 5.8 keV und das letzte (K3) von 5.8 bis 8.4 keV. Aus den Zählraten in diesen Energiebändern wurden zwei Verhältnisse, die Härtequotienten, gebildet: der weiche, (K2/K1) und der harte, (K3/K2). Die EXOSAT-Zählratenspektren haben ihr Maximum ungefähr bei $\simeq 3.5$ keV. Das erste Energieband (K1) liegt auf der niederenergetischen Seite des Zählratenmaximums. (K2) und (K3) liegen auf der abfallenden, höherenergetischen Seite des Zählratenspektrums, sie sind daher nicht mehr wesentlich von der hohen Wasserstoffsäulendichte beeinflusst, die bei den Beobachtungen von Objekten nahe des galaktischen Zentrums auftritt. Daher gibt dieses Verhältnis die Steigungen der Spektren gut wieder und ist sensitiv für deren Änderung. Die Intensitätswerte wie auch die Raten in den einzelnen Energiebändern sind totzeitkorrigiert und der konstante Hintergrund ist subtrahiert. Die Hintergrundrate wurde jeweils aus dem Slew auf die Quelle oder von der Quelle weg bestimmt. Die Beobachtungen wurden in unterschiedlichen Konfigurationen der Detektoren durchgeführt. Die Zählrate ist deshalb auf die Rate des halben Experiments (4 Detektoren) normiert. Dadurch sind die einzelnen Beob-

achtungen, welche in verschiedenen Experimentkonfigurationen ausgeführt wurden, über die Zählrate vergleichbar. Die beiden Härtequotienten wurden gegen die Intensität aufgetragen. Diese Härte-Intensitäts-Diagramme (H-I-Diagramme) erlauben die Analyse schneller spektraler Änderungen in Abhängigkeit von der Intensität. Beide Flußverhältnisse gegeneinander aufgetragen liefern das Zweifarbandiagramm, in dem die entfernungsabhängige Intensität nicht mehr auftaucht. Das Zweifarbandiagramm ist deshalb für den Vergleich verschiedener Quellen besonders geeignet.

1.3.3. ANALYSE DER ZEITLICHEN VARIABILITÄT

Wegen der Größe der anfallenden Datenmengen —es wurden in der Sekunde bis zu 4000 Intensitätsinformationen geliefert und das über einen Zeitraum von 24 Stunden— benötigten wir einen sehr schnellen Algorithmus zur Periodensuche. Es bot sich die schnelle Fouriertransformation an, mit deren Hilfe man große Datenmengen in kurzer Zeit auf periodische Schwankungen hin untersuchen kann. Die daraus errechneten Leistungsspektren haben den Vorteil, gleichzeitig eine große Anzahl von Frequenzen zu messen und bieten deshalb die Möglichkeit, Frequenzverteilungen zu analysieren.

1.3.3.1. NORMIERUNG UND STATISTIK DER SCHNELLEN FOURIERTRANSFORMATION

Da der FFT-Algorithmus (*Fast Fourier Transform*) sehr bekannt und verbreitet ist, soll er an dieser Stelle nicht näher erläutert werden. Wir benutzten eine Standard-FFT zur Errechnung des Leistungsspektrums. Von einem Datensegment der Länge T , aufgeteilt in $N = 2^m$ Bins, wurde der Mittelwert errechnet und von jedem Bin subtrahiert. Die FFT wurde errechnet und ein Leistungsspektrum nach folgender Normierung gebildet

$$P_j = 2 |a_j| / N_T; \quad a_j = \sum_{k=1}^{2^m} x_k e^{i\omega_j t_k} \quad (1.14)$$

N_γ ist die Anzahl der Photonen in einem Leistungsspektrum, t_k die dem k -ten Bin zugehörige Zeit. Diese Prozedur wurde für alle Datensegmente wiederholt und ein Gesamtspektrum gebildet. Unter der Bedingung, daß die x_k der Poissonverteilung folgen, zeigt Leahy (1985), daß die P_j mit dieser etwas ungewöhnlichen Normierung in einem einzelnen Leistungsspektrum χ^2 -verteilt sind mit 2 Freiheitsgraden. Das Gesamtspektrum folgt dann einer χ^2 -Verteilung mit $2M$ Freiheitsgraden (M ist die Anzahl der addierten Einzelspektren). Die Wahrscheinlichkeit, durch Zufall ein P_j größer als P_0 zu finden, ist damit durch die integrierte χ^2 -Verteilung gegeben

$$Q_{2M}(\chi_0^2 = P_0) = \int_{\chi_0^2}^{+\infty} P_{2M}(\chi^2) d\chi^2, \quad (1.15)$$

mit $P_{2M}(\chi^2)$, der differentiellen χ^2 -Verteilung mit $2M$ Freiheitsgraden. Um die Periodensuche durchzuführen, setzen wir P_0 derart, daß nur mit einer Wahrscheinlichkeit c_1 die obere Grenze P_0 überschritten wird.

$$c_1 = N_p Q_{2M}(\chi_0^2 = P_0) \quad (1.16)$$

Dies ist die Definitionsgleichung für P_0 , der Detektionsschwelle. Falls in der Suche kein Signal größer P_0 gefunden wird, bleibt das Problem, eine sinnvolle obere Grenze für den gepulsten Fluß zu bestimmen.

Mit einer sinusförmigen Modulation des Signals läßt sich die Zählrate in Abhängigkeit von der Zeit darstellen als $r(t) = r_0(1 + A \sin(\omega t + \phi))$. Teilt man die Daten in einzelne Zeitbins auf und transformiert sie nach (1.14), so erhält man eine frequenzabhängige Empfindlichkeit als direkte Konsequenz der Diskretisierung. Mittelt man die Empfindlichkeit zwischen zwei statistisch unabhängigen Frequenzen, so gewinnt man den Ausdruck für die durchschnittliche Leistung eines sinusförmigen Photonensignals mit Amplitude A , das der Poissonstatistik folgt:

$$\langle P_j \rangle = 2M(1 + 0.773N_\gamma \frac{A^2 \sin^2(\pi j)}{4 (\pi j/N)^2}) \quad (1.17)$$

$$= \chi_{Rauschen}^2 + \chi_{Signal}^2 \quad (1.18)$$

Mit diesem mittleren Signal kann man nun die Amplitude A bestimmen, die unter der gegebenen Konfiguration c_2 mal über der Schwelle $\chi_0^2 = P_0$ liegt.

$$c_2 = Q_{2M}(\chi_0^2 - \chi_{Signal}^2) \quad (1.19)$$

Mit Hilfe der obigen Normierung läßt sich bei Vorhandensein eines Signals die Amplitude des Signals mittels einer "rms"-Modulation (*root mean square*) ausdrücken. Bei einer Verteilung des Signals auf mehrere Bins wird die Amplitude durch eine Integration (Summation) über die Signalverteilung errechnet. Die so erhaltene "rms"-Modulation entspricht der äquivalenten Modulation eines Signals mit einer scharfen Frequenz. Die "rms"-Modulation ist definiert als die Wurzel aus dem mittleren Abweichungsquadrat in Prozent

$$r := \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum (x - \bar{x})^2}}{\bar{x}} \quad (1.20)$$

Für die obige Normierung gilt (Lewin et al., 1988)

$$\sum_{k=0}^{N-1} (x_k - \bar{x}_k)^2 = \frac{N_\gamma}{N} \sum_{j=1}^{N/2} P_j \quad (1.21)$$

Außerdem gilt für das Integral über eine Signalverteilung

$$\int P(\nu) d\nu = \sum P_j d\nu = \sum P\left(\frac{1}{T}\right) \quad (1.22)$$

Daraus folgt für die "rms"-Modulation mit einem Korrekturfaktor c für die oben besprochene Sensitivitätsminderung

$$r = c \sqrt{\frac{\int P d\nu}{I}} \quad (1.23)$$

I ist dabei die Intensität in cnts s^{-1} . Der Faktor c ist in dieser Arbeit immer auf 1 gesetzt. Die "rms"-Modulationen wurden analytisch aus den den Signalverteilungen angepaßten Funktionen errechnet.

1.3.3.2. EPOCH-FOLDING

Die oben beschriebenen Methode mittels Fouriertransformationen erlaubt wegen des vorgegebenen Algorithmus nur eine Suche auf einem definierten Frequenzraster. Deshalb wurde zusätzlich eine Epoch-Folding Methode zur Suche nach periodischen Oszillationen verwendet. Die Bestimmung von Perioden in der Größenordnung der Beobachtungszeit ist wegen des groben Frequenzrasters der FFT bei kleinen Frequenzen sehr ungenau. Zudem ist die Periodensuche mit der FFT sehr anfällig für Datenlücken, die mit wachsender Beobachtungszeit gehäuft auftreten. Ein weiterer Vorteil des Epoch-Folding gegenüber der Fouriertransformation ist die größere Empfindlichkeit für nichtharmonische Pulsformen. Epoch-Folding eignet sich also besonders für die Suche und Vermessung von periodischen Modulationen mit einer Periode, die im Bereich der Beobachtungszeit liegt. Dabei auftretende Datenlücken oder Störungen wie Bursts und Flares können einfach ausgelassen werden, ohne das Ergebnis zu verfälschen. Das Epoch-Folding wurde in dieser Arbeit für die Suche nach Orbitalperioden verwendet. Die Suche beginnt mit der Bestimmung eines geeigneten Frequenzrasters. Für jede dieser Testfrequenzen wird die Lichtkurve in n Phasenbins gefaltet. Um die Anwesenheit von periodischen Pulsationen zu prüfen, wurde ein S-Test angewandt

$$S = \sum_{j=1}^n \frac{(R_j - R)^2}{\sigma_j^2}, \quad (1.24)$$

wobei $r = N_\gamma/T$ die durchschnittliche Zählrate bedeutet. σ_j^2 errechnet sich aus $\sigma_j^2 = R/T_j$. T_j ist die Integrationszeit für das j -te Phasenbin und R_j die Rate im j -ten Phasenbin. Die Anwesenheit von periodischen Pulsationen ist durch einen hohen S -Wert gekennzeichnet. Die S -Werte sind χ_{n-1}^2 -verteilt. Daraus kann man die Signifikanz einer Modulation ähnlich wie im vorhergehenden Abschnitt bestimmen. Die obige Definition des S -Tests läßt einen direkten Vergleich mit der FFT-Analyse zu. Eine definierte Modulation des Signals ergibt mit den hier gewählten Normierungen die numerisch gleiche Leistung bzw. den gleichen S -Wert.

1.3.3.3. DIE AUTOKORRELATIONSFUNKTION

Die Autokorrelationsfunktion (ACF) wurde als zusätzliches Instrument zur Analyse bei Vorhandensein von periodischen oder quasiperiodischen Oszillationen eingesetzt. Die Autokorrelationsfunktion

$$A(\tau) = \int g(t)g(t - \tau)dt \quad (1.25)$$

wurde über das Faltungstheorem mittels einer Fouriertransformation bestimmt

$$A(\tau) = F^{-1}\{F(x(t)) \cdot F^*(x(t))\} \quad (1.26)$$

$x(t)$ ist die Rate in Abhängigkeit von der Zeit, F^{-1} die inverse Fouriertransformation. Die Autokorrelationsfunktion ist die Fouriertransformierte des Leistungsspektrums. Sie eignet sich besonders zur Darstellung harmonischer oder quasiperiodischer Oszillationen. Die ACF einer periodischen oder quasiperiodischen Oszillation ist eine gedämpfte (oder nicht gedämpfte) Kosinusfunktion mit der Frequenz der ursprünglichen Oszillation. Die Güte und Kohärenzlänge der Oszillationen lassen sich aus der Kohärenzlänge der Oszillationen der ACF bestimmen.

1.3.4. DIE ANALYSE DER LE-DATEN

Wie erwähnt, wurden die hier analysierten LE-Daten durch den LE-Direct-Mode erzeugt. In diesem Mode wird für jedes vom CMA-Detektor registrierte Ereignis, die Position der Zeitpunkt und das Summensignal übertragen (siehe *EXOSAT*-Beobachtungshandbuch).

Die Position wurde in Detektorkoordinaten, als Nummer eines Bildelementes (Pixel), übermittelt. Zur Bestimmung der Quellposition wurde aus allen akzeptierten Ereignissen eine Karte angefertigt. Der Schwerpunkt der Photonenverteilung im Detektorkoordinatensystem wurde mit einem *LDETECT*-Algorithmus bestimmt. Dieser Algorithmus ist dem für die Auswertung der *Einstein*-IPC-Daten verwendeten ähnlich (Harnden et al., 1984). Aus den Detektorkoordinaten wurde dann über die Ausrichtungsmatrix, welche vom *EXOSAT*-Observatory bestimmt wurde, die Himmelsposition errechnet. Es wurden dabei auch Abweichungen korrigiert, die durch Differenzen zwischen der Ausrichtung der Sternsensorachse und

der Teleskopachse entstanden. Der Fehler in der Positionsbestimmung beträgt $\sim 8''$ und ist auf Ungenauigkeiten des Sternsensors zurückzuführen. Die Quell-Gesamtrate wurde dann mit der genauen Position und der Punktbildverteilung bestimmt.

Für die Analyse der Variabilität wurden in einem Umkreis der besten Position, der der Ausdehnung der *Point-Spread-Funktion* entsprach, die Ereignisse erneut gesammelt und in äquidistante Zeitbins zusammengefaßt. Simultan wurden die Hintergrundphotonen in vier, nahe der Quelle liegenden Gebieten akkumuliert. Diese Hintergrundsraten wurden von den Zählraten an der Quellposition subtrahiert. Die Totzeit des LE-Instruments ist eine Funktion der Gesamtrate und im wesentlichen durch die Zeit bestimmt, die der OBC benötigt, um die Ereigniszähler auszulesen. Wir folgten in der Bestimmung der Totzeit dem vom EXOSAT-Observatory vorgegebenen Schema (*EXOSAT-Express 5*). Neben dem Totzeiteffekt kann ein weiterer Effekt die Registrierung eines Photons im CMA-Detektor verhindern. Ist das Gesamtsignal (Summensignal) an den Ausgängen des CMA-Detektors zu gering, wird es durch die Elektronik des Detektors unterdrückt. Dieser Effekt tritt besonders stark bei Quellen mit weichen Spektrum auf. Die Korrektur erfolgt über die Anpassung einer Wahrscheinlichkeitsverteilung (*Pearson-Verteilung*) an die Verteilung des Summensignals. Mit dieser Anpassung kann der unterdrückte Teil der Photonen bestimmt werden. Die Größe der Summensignal-Korrektur kann bis zu 10 Prozent betragen (*EXOSAT-Express 8*). Ebenso wie die LE-Lichtkurven wurden auch die in der Spektralanalyse verwendeten Gesamtraten, welche mit den unterschiedlichen Filtern gemessen wurden, nach dem obigen Schema korrigiert.

Die Raten im LE-Energiebereich sind sehr klein. Die in Abschnitt 1.3 diskutierten Methoden können deshalb nicht eingesetzt werden, um die zeitliche Variabilität zu überprüfen. Um zu entscheiden, ob die Quellen im LE-Energiebereich eine nachweisbare Variabilität aufweisen, wurde ein Verfahren angewandt, das von Cox und Lewis (1966) vorgeschlagen wurde. Es wurde zur Analyse der LE-Daten benutzt und soll deshalb hier kurz vorgestellt werden. Als Beschreibung für die Zählrate in Abhängigkeit von der Zeit $\lambda(t)$ wurde

$$\lambda(t) = e^{\alpha + \beta t} \quad (1.27)$$

gesetzt. $\beta = 0$ entspricht einer konstanten Rate. Die Likelihood (für eine Definition siehe Cox und Lewis, 1966) von β ergibt sich aus der Poissonstatistik zu

$$L(\beta) = n \log(\beta) - n \log(e^{-\beta t_0} - 1) + \beta \sum t_i + \log n! \quad (1.28)$$

Es wird das β mit der maximalen Likelihood bestimmt. Der Fehler für β ergibt sich aus der halben Breite der β -Verteilung beim halben Maximum. Variabilität äußert sich in signifikant von Null verschiedenen Werten von β .

2

Die Beobachtungen von GX17+2

2.1. DIE RÖNTGENQUELLE GX17+2

GX17+2 (4U1813-14) ist eine der etwa zehn hellsten Röntgenquellen im Zentralbereich unserer Galaxie. GX17+2 gehört zu den am meisten beobachteten Röntgendoppelsternen. Die Quelle war schon vor dem Start von *Uhuru* bekannt (z.B. Cruddace et al., 1971). Ihr Röntgenfluß beträgt typischerweise 0.5 mJy (Formann et al., 1978; Markert et al., 1979; Warwick et al., 1981; Wood et al., 1984).

Periodische Änderungen der Intensität sind von Langmeier et al. (1985) (1.4 Stunden) und von Ponman (1982) (6.4 Tage) berichtet worden. Quasiperiodische Oszillationen des Röntgenflusses in kürzeren Zeitskalen bei 7 Hz und 24 Hz fanden Stella et al. (1987a). Langmeier et al. (1986) berichteten über die Entdeckung von quasiperiodischen Oszillationen bei 2.4 Hz.

In der Umgebung von GX17+2 fanden Hjellming und Wade (1971) eine schwache und variable Radioquelle, welche vielleicht mit GX17+2 in Verbindung steht. Basierend auf der Position dieser Radioquelle schlugen Tharengi und Reina (1972) einen normalen G-Stern ($V=17.6$) als mögliches optisches Gegenstück von GX17+2 vor. Eine genaue Röntgenposition, gewonnen mit dem *Einstein-Röntgen-Observatorium*, ist in Übereinstimmung mit der Position des G-Sterns. Aber die Verbindung eines G-Sterns mit einem massearmen Röntgendoppelsternsystem ist sehr fraglich (Paradijs und Lewin, 1985b).

Kahn und Grindlay (1984) beobachteten einen Röntgenburst mit dem *Monitor Proportional Counter* an Bord des *Einstein Observatoriums* mit einer Länge von 10 s und einer Maximumsintensität, die nur 50 Prozent über der Intensität der kontinuierlichen Emission lag. Die Daten erlaubten keine zeitabhängige Spektralanalyse. Deshalb war es nicht möglich zu entscheiden, ob der Burst vom Typ I oder vom Typ II war. Wegen des ungewöhnlich harten Spektrums zogen sie eine Interpretation als Typ II -Burst vor (Akkretionsinstabilität).

Tawara et al. (1984) beobachteten vier Bursts mit *Hakucho*. Alle vier Bursts erreichten nur einen Maximumsfluß von 50 bis 70 Prozent der kontinuierlichen Emission und dauerten 5 Minuten. Nach Tawara et al. war es unklar, ob diese Bursts Typ I oder Typ II sind. Sztajno et al. (1986a) beobachteten mit *EXOSAT* zwei Bursts und kamen zu dem Schluß, daß diese beiden Bursts zum Typ I gehören. Sie fanden während der Bursts einen nahezu konstanten Schwarzkörperradius von $R_{BB} \simeq 15 \text{ km}$. Imamura et al. (1987) beobachteten einen optischen Burst in einem Umkreis von 12" von der besten Position.

GX17+2 zeigt von Zeit zu Zeit Röntgenflares. Bei Flares erhöht sich die Intensität in Zeiträumen von Stunden typischerweise um einen Faktor 2. Dabei ändert sich auch das Röntgenspektrum (Ponman et al. 1982). Ein sogenanntes Sco X-1-Verhalten, eine lineare Beziehung zwischen der Intensität und der Härte des Spektrums, wurde von Tananbaum et al. (1971) und White et al. (1978) beobachtet. Die erste *EXOSAT*-Beobachtung zeigte, daß die Energiespektren mit Hilfe von drei Komponenten dargestellt werden können: (1) einer weichen Schwarzkörperemission mit $kT \simeq 1.0 \text{ keV}$, (2) entweder einer comptonisierten Scheibenkomponente mit $kT \simeq 7 \text{ keV}$ oder einer zweiten, harten Schwarzkörperkomponente mit $kT \simeq 2 \text{ keV}$, (3) einer Eisenlinie bei 6.7 keV (Sztajno et al., 1985a, White et al., 1986b).

In diesem Kapitel werden die Beobachtungen von GX17+2 und die Datenauswertung vorgestellt. In Abschnitt 2.1 werden die ME-Lichtkurven gezeigt. Abschnitt 2.2 beinhaltet die Beschreibung der LE-Daten und die LE-Lichtkurven. Abschnitt 2.3 enthält die Ergebnisse der Datenanalyse.

2.2. DIE EXOSAT-BEOBACHTUNGEN

In Tabelle 2.1. sind die Anfangszeiten und die Dauer der einzelnen EXOSAT-Beobachtungen aufgelistet. GX17+2 wurde mehrmals zwischen August 1983 und dem Ende der EXOSAT-Mission im Februar 1986 beobachtet. Während der Beobachtungen von 1983 und 1984 war eine Hälfte des Mittelennergieexperiments auf eine $\leq 2^\circ$ von der Quelle entfernte Position gerichtet um den Hintergrund zu beobachten; 1985 waren alle ME-Detektoren auf die Quelle gerichtet und wurden nur für kurze Zeit zur Hintergrundbestimmung in eine andere Position gebracht. Beobachtung (a) wurde während der Verifikationsphase des Satelliten durchgeführt. Die Daten dieser Beobachtung wurden unter den verschiedenen Hardware-Gruppen, die an der Entwicklung der Instrumente beteiligt waren, aufgeteilt. Das Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik erhielt die Daten des ME-Experiments. Während den Beobachtungen (b-c) standen uns alle Instrumente zur Verfügung. Die restlichen Beobachtungen, ab 1985, wurden von einer anderen Gruppe, mit unserer Beteiligung, durchgeführt (Stella et al., 1987a). Für die vorliegende Arbeit wurden zwei ihrer Beobachtungen teilweise in das Auswertungsprogramm aufgenommen.

TABELLE DER EXOSAT-BEOBACHTUNGEN

Obs. ID	Datum, Startzeit		Dauer	mittlerer Fluß	Anzahl Bursts
	UT		hr	$\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \dagger$	
a	1983 Aug 3	16:20	8:30	$1.7 \cdot 10^{-8}$	0
b	1984 Sept 5	20:00	10:06	$1.8 \cdot 10^{-8}$	0
c	1984 Sept 6	19:00	8:15	$1.8 \cdot 10^{-8}$	1
d*	1985 Aug 20	10:30	24:00	$1.3 \cdot 10^{-8}$	1
e*	1985 Sept 16	16:40	12:00	$1.5 \cdot 10^{-8}$	0

† Fluß im 1 bis 20 keV Energiebereich, siehe 2.3.5.

* Die Beobachtungen (d) und (e) wurden von einer anderen Gruppe durchgeführt (Stella et al., 1987a)

Tab. 2.1: Die Liste der EXOSAT-Beobachtungen mit Datum und Dauer.

2.2.1. DIE DATEN DES ME-EXPERIMENTS

Während der fünf hier vorgestellten Beobachtungen variierte die Zählrate von GX17+2 (1-20 keV) zwischen ~ 800 und $\sim 1100 \text{ cnts s}^{-1}$. Die genannten Raten sind totzeitkorrigiert und der Hintergrund ist subtrahiert.

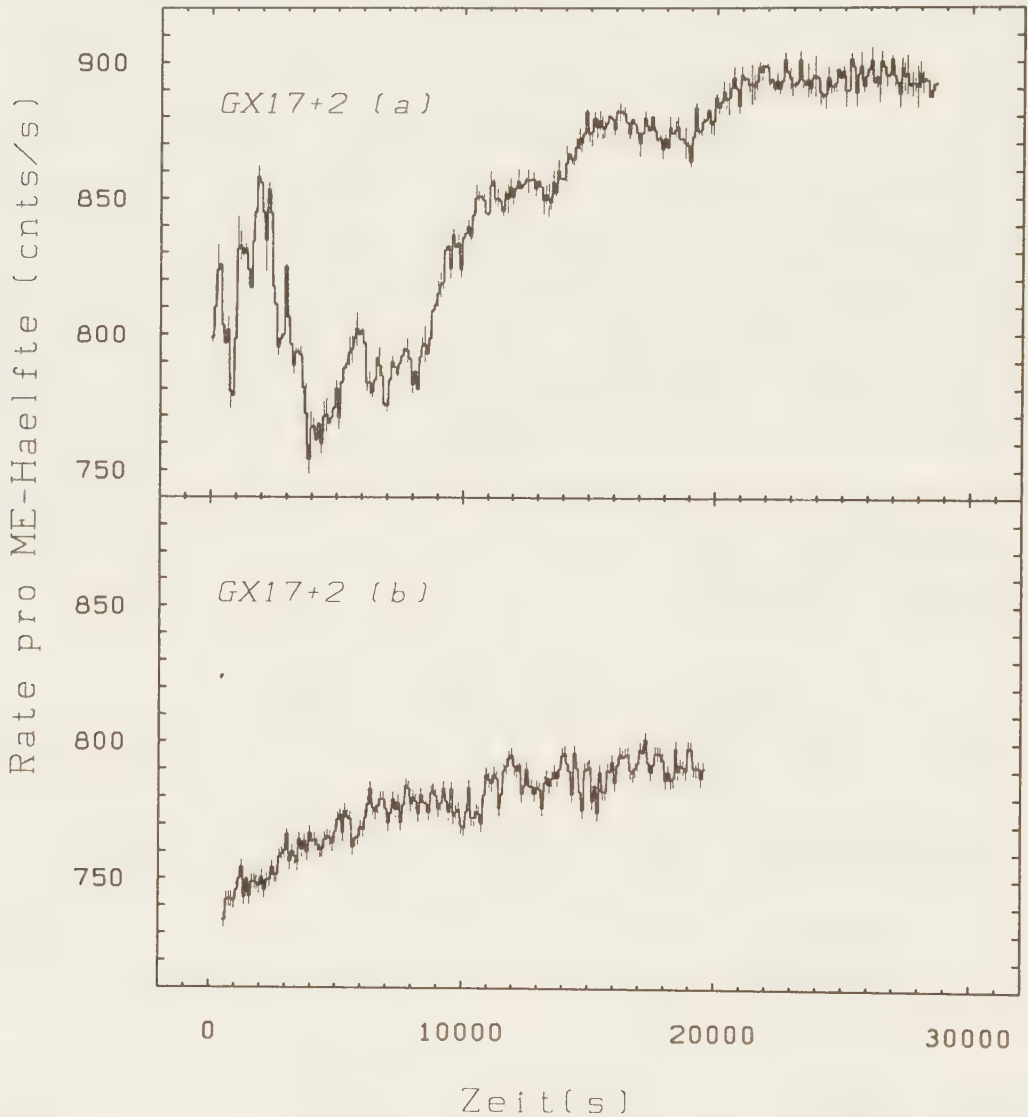


Abb. 2.1: Die Lichtkurven der Beobachtungen vom 3. August 1983, (a) (oben) und vom 5. September 1984, (b). Ein Zeitbin ist 100 s lang. Der Energiebereich liegt zwischen 1 und 20 keV. Die Raten sind auf eine Arrayhälfte normiert und nicht totzeitkorrigiert. Der konstante Hintergrund ist nicht subtrahiert.

Von der Form des Energiespektrums finden wir, daß 1 cnts s^{-1} pro ME-

Experimenthälfte einem Quellfluß $\sim 1.4 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ im Energiebereich $1 - 18 \text{ keV}$ entspricht. Daraus errechnet sich der Quellfluß von GX17+2 zwischen $\sim 1.3 - 1.8 \cdot 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Das entspricht ungefähr dem mittleren, früher beobachteten Fluß (Forman et al., 1978). Eine genaue Bestimmung der Flüsse wird in 2.3.5. durchgeführt. Zwei Röntgenbursts wurden von GX17+2 beobachtet, der erste am 6 September 1984 (c) und der zweite am 20 August 1985 (d). Eine Analyse dieser Burst wurde von uns durchgeführt (Sztajno et al., 1986a). Ebenfalls von uns wurde der Flare zu Beginn der Beobachtung (a) analysiert (Sztajno et al., 1985b). Wir finden für den Flare ein etwas weiches Spektrum als für den Rest der Beobachtung.

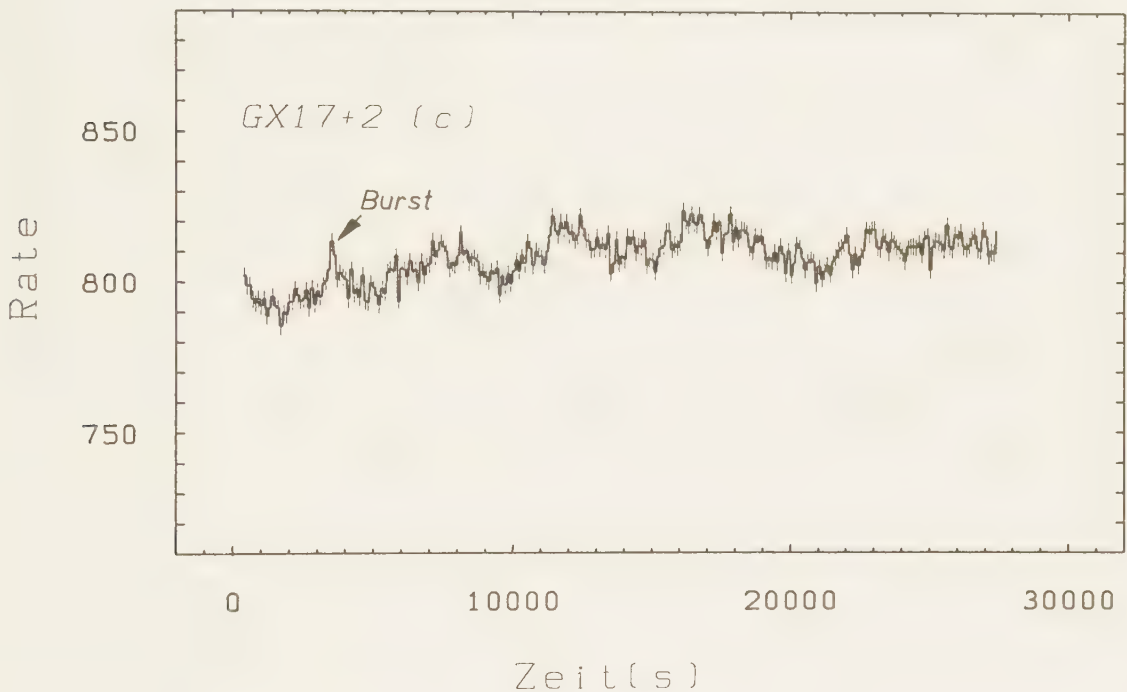


Abb. 2.2: Die Lichtkurve der Beobachtung vom 6. September 1984 (c). Ein Zeitbin entspricht 100 sec. Bei dieser Beobachtung wurde ein Burst registriert.

Die Lichtkurven der fünf Beobachtungen sind in Bild 2.1, Bild 2.2 und in Bild 2.3 dargestellt. Dies ist der komplette Satz der EXOSAT-Beobachtungen, ausgenommen die letzte Beobachtung, bei der der Satellit keine stabile Ausrichtung mehr durchführen konnte. Aufgetragen sind Zählraten im Energiebereich von $1 - 20 \text{ keV}$. Die Zählraten sind nicht totzeitkorrigiert. Der Korrekturfaktor liegt bei

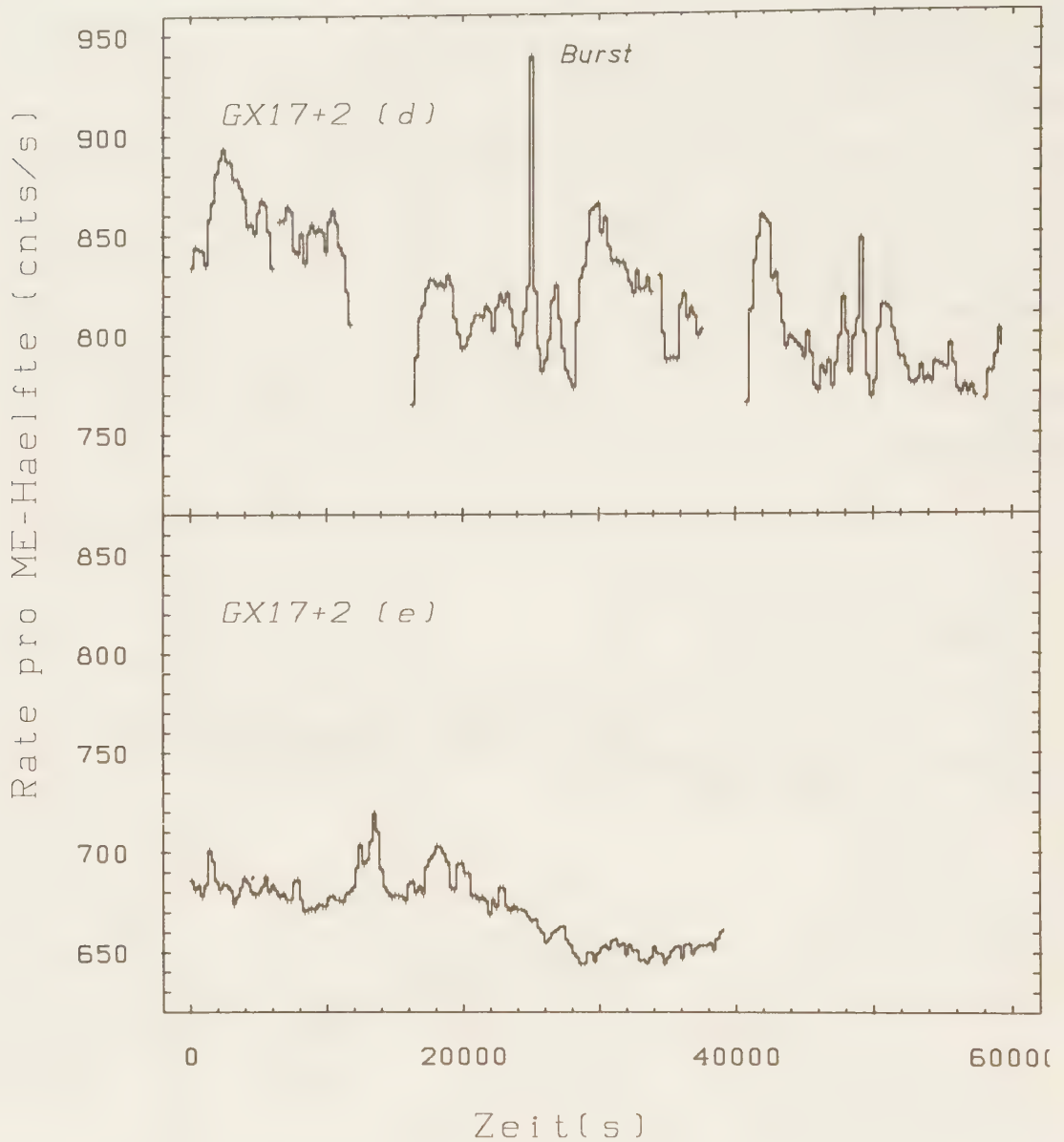


Abb. 2.3: Die Lichtkurven der Beobachtungen vom 20. August 1985 (d) und vom 16. September 1985 (e). Diese Beobachtungen wurden von Stella et al. (1987a) durchgeführt. Ein Zeitbin entspricht 256 sec. Während Beobachtung (d) wurde ein Burst registriert (siehe Sztajno et al., 1986). Zum ersten Mal wurden in diesen Beobachtungen QPO's von GX17+2 gefunden (Stella et al., 1987).

~ 1.2. Der konstante Hintergrund von $\sim 40 \text{ cnts s}^{-1}$ ist nicht abgezogen.

2.2.2. DIE DATEN DES LE-EXPERIMENTS

Während eines Teils der EXOSAT-Beobachtungen von GX17+2 war das LE-Experiment mit dem CMA-Detektor in Betrieb. Mit drei Filtern (*Lexan*, *Al/Pa*, *Boron*) wurde GX17+2 in drei überlappenden Energiebändern zwischen ($\sim 0.01 - 1 \text{ keV}$) beobachtet. In jedem dieser Energiebereiche war GX17+2 zu sehen. Abb. 2.1 zeigt das CMA-Bild von GX17+2, beobachtet mit dem *Lexan*-Filter. Die Orientierung des Bildes ist durch die beiden Pfeile in der linken unteren Ecke gegeben. Der Rektaszensionspfeil (RA) ist 8° lang, der Deklinationspfeil (DE) hat eine Länge von $2'$.

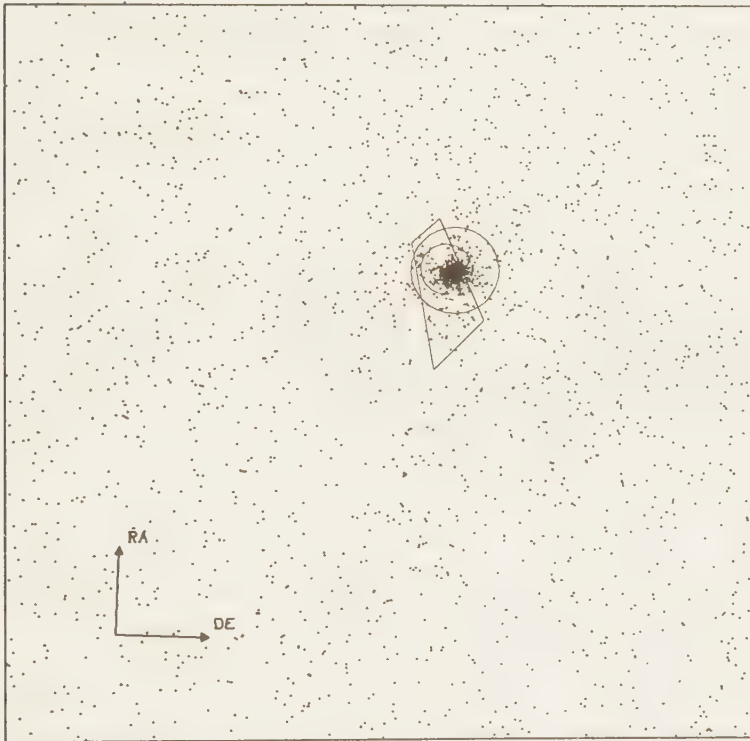


Abb. 2.4: Das CMA Bild von GX17+2, gewonnen während des ersten Teils der Beobachtung (c) mit dem *Lexan*-Filter. Die Belichtungszeit betrug 5000 sec. Eingetragen sind die Fehlerboxen von *Uhuru*, *SAS-3* und *ARIEL-V*. Die Pfeile geben die Orientierung des Bildes an (siehe Text).

Die Fehlerboxen einer Auswahl der wichtigsten Positionsbestimmungen durch Röntgensatelliten sind in Abb. 2.1 eingezeichnet. Das Trapez ist die *Uhuru*-Box (Forman et al., 1978). Der große Kreis symbolisiert den Fehler der Positionsbestimmung durch *SAS-3* (Doxsey et al., 1977), der kleine Kreis den Fehler von *ARIEL-V* (Wilson et al., 1977). Die EXOSAT-Position liegt innerhalb dieser Fehlerboxen. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die verschiedenen Filter, die gemessenen Zählraten und die errechneten Positionen in äquatorialen Koordinaten

(1950). Die Raten sind korrigiert auf Totzeit. Der Hintergrund ist abgezogen.

POSITIONEN, FILTER UND ZÄHLRATEN

Obs. ID	Filter	Zählrate	Position	
		<i>cnts s⁻¹</i>	α_{1950}	δ_{1950}
b	Lexan-3000	0.183 ± 0.007	$18^h 13^m 11.6^s$	$-14^\circ 03' 18.6''$
b	Boron	0.146 ± 0.006	$18^h 13^m 11.7^s$	$-14^\circ 03' 14.6''$
b	Al/Pa	0.125 ± 0.005	$18^h 13^m 11.7^s$	$-14^\circ 03' 14.6''$
c	Lexan-3000	0.190 ± 0.003	$18^h 13^m 11.5^s$	$-14^\circ 03' 16.0''$

Tab. 2.2: Positionen und Zählraten der LE-Beobachtungen (b)-(c). Die gefundenen Positionen der Quelle stimmen innerhalb der Genauigkeit (8'') mit der Katalogposition (Bradt und McClintock, 1984) überein.

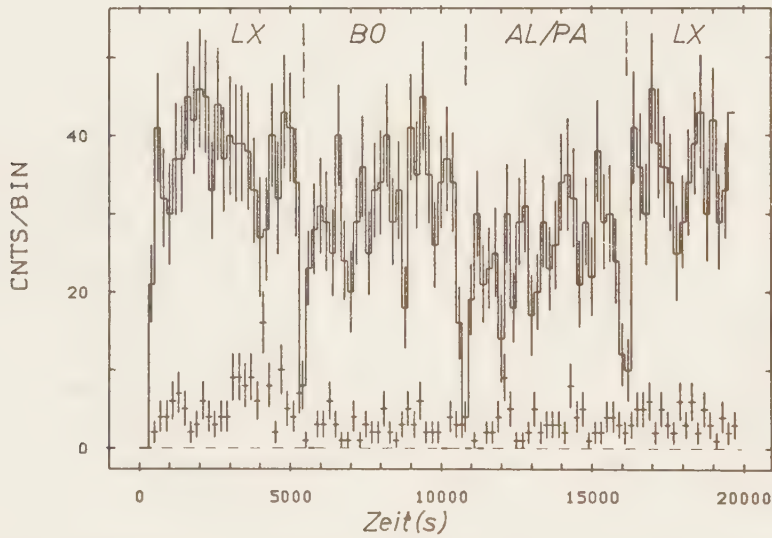


Abb. 2.5: Die LE-Lichtkurve der Beobachtung (c). Das Histogramm zeigt die korrigierte Zählrate der Quelle. Die Hintergrundraten, dargestellt als Kreuze, sind subtrahiert. Sowohl die Totzeiteffekte als auch Abschneideeffekte der Detektorelektronik wurden berücksichtigt. Die Reihenfolge der Filter war Lexan-3000 , Boron, Al/Pa und erneut Lexan-3000. Die unterschiedlichen Empfindlichkeiten bewirken die Stufen in der Zählrate. Anhand der Raten am Anfang und Ende der Beobachtung kann man auf einen konstanten Fluß im Lexan-Energiebereich schließen.

Die beste aus den vorliegenden Daten abgeleitete Position ist $18^h 13^m 11.6^s$ Rektaszension (α) und $-14^\circ 03' 16.0''$ für die Deklination (δ) (1950) (Schwerpunkt

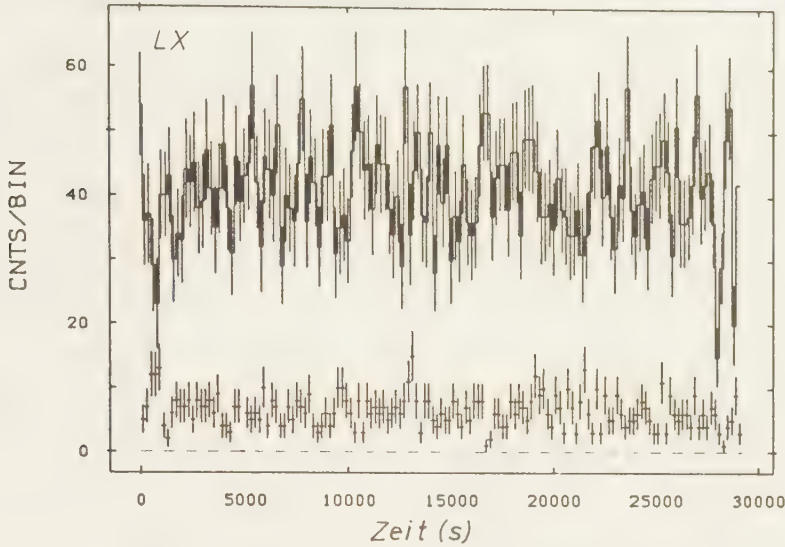


Abb. 2.6: Die LE-Lichtkurve der Beobachtung (b), durch das Lexan-Filter gewonnen. Diese Beobachtung wurde auf Variabilität mit einer Likelihood-Methode untersucht. Die Zählrate ist während der Beobachtung konstant. Sie hat sich auch seit der vorhergehenden Beobachtung (b) nicht signifikant geändert.

der Photonenverteilung). Die Unsicherheit der Position ist hauptsächlich systematischer Natur, bedingt durch die Ungenauigkeit der Sternsensorposition, und beträgt zwei EXOSAT-Pixel ($\sim 8''$) (EXOSAT-Beobachtungshandbuch). Die Position ist in Übereinstimmung mit der Katalogposition (Bradt und McClintock, 1984), die mit $\alpha_{1950} = 18^h 13^m 10.9^s$ und $\delta_{1950} = -14^\circ 03' 15.0''$ gegeben ist. Die Position der Radioquelle ist zum Vergleich (Hjellming und Wade, 1971), $\alpha_{1950} = 18^h 13^m 10^s.82 \pm 0^s.2$, $\delta_{1950} = -14^\circ 03' 13'' \pm 0''.3$ Die Position des G-Sterns von Tarenghi und Reina (1972) ist $\alpha_{1950} = 18^h 13^m 10^s.90$, $\delta_{1950} = -14^\circ 03' 14''.7$.

In Bild 2.5 und Bild 2.6 sind die Zählraten als Histogramm mit Fehlerbalken gegen die Zeit aufgetragen. Die Zählraten sind korrigiert für Totzeit; der variable Hintergrund ist subtrahiert. Die Kreuze repräsentieren den Hintergrund, der an einer Position nahe der Quelle gemessen wurde. In Beobachtung (b) ist anhand der Lexan-Zählraten zu Beginn und Ende der Beobachtung auf eine Konstanz des Flusses zu schließen. Die in Bild 2.5 erkennbaren Stufen rühren von der unterschiedlichen Transmission der Filter her. In Beobachtung (b) (Bild 2.6) wurde nur das Lexan-Filter eingesetzt. Die ME-Zählrate steigt während dieser Beobachtung von 790 cnts s^{-1} auf 810 cnts s^{-1} an.

Wir überprüfen die Variabilität der LE-Lichtkurve mit dem Verfahren, das in

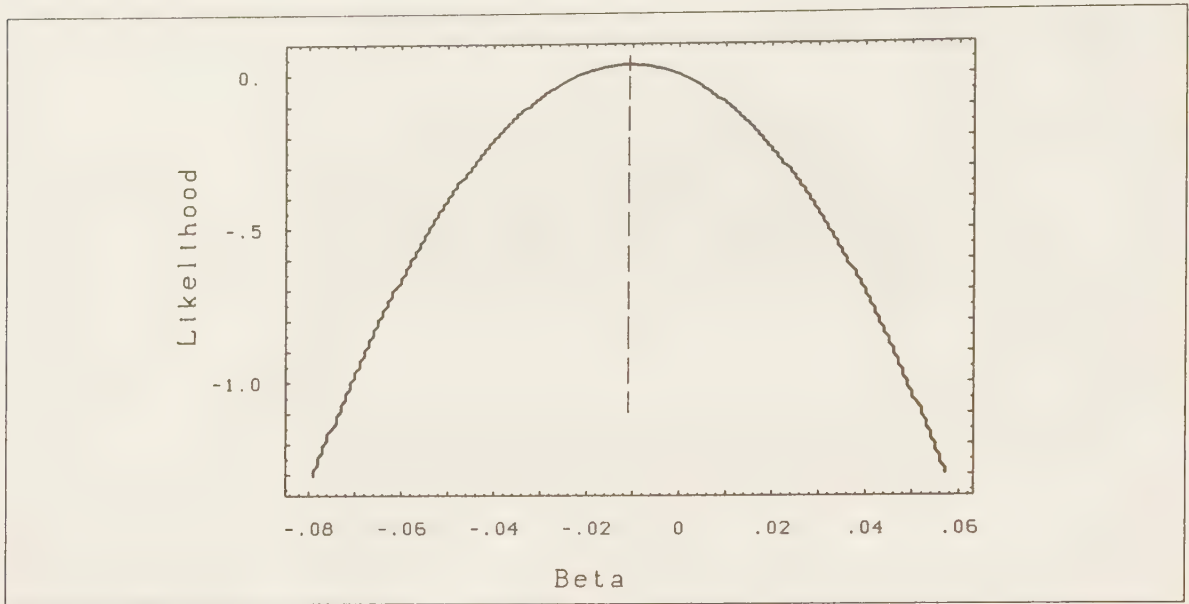


Abb. 2.7: Die Likelihood für β in Abhängigkeit von β .

Abschnitt 1.3.4. vorgestellt wurde. Das Ergebnis für $L(\beta)$ ist gegen β in Bild 2.7 aufgetragen. Der wahrscheinlichste Wert für β beträgt $\beta = -0.011 \pm 0.07$. Der Fehler wurde als halbe Breite der $L(\beta)$ -Kurve bei $L(\beta) - 1.3$ genommen. Die Lichtkurve ist als konstant anzusehen. Der positive Trend in den ME-Daten ist in den LE-Daten nicht zu erkennen.

2.3. ERGEBNISSE DER DATENANALYSE

2.3.1. DIE BEZIEHUNG ZWISCHEN SPEKTRALER HÄRTE UND HELLIGKEIT

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der spektralen Härte von der Intensität (H-I-Relation) wurden Härtequotienten in zwei Energiebereichen gebildet (siehe Abschnitt 1.3.2.). Das Ergebnis dieser Analyse ist in den Abbildungen 2.8 bis 2.10 als Härte-Intensitäts-Diagramm (H-I-Diagramm) und als Zwei-Farben-Diagramm dargestellt. Die Fehler der einzelnen Datenpunkte sind nicht explizit eingezeichnet. Die Fehler liegen in der Größenordnung der horizontalen bzw. vertikalen Breite der Äste.

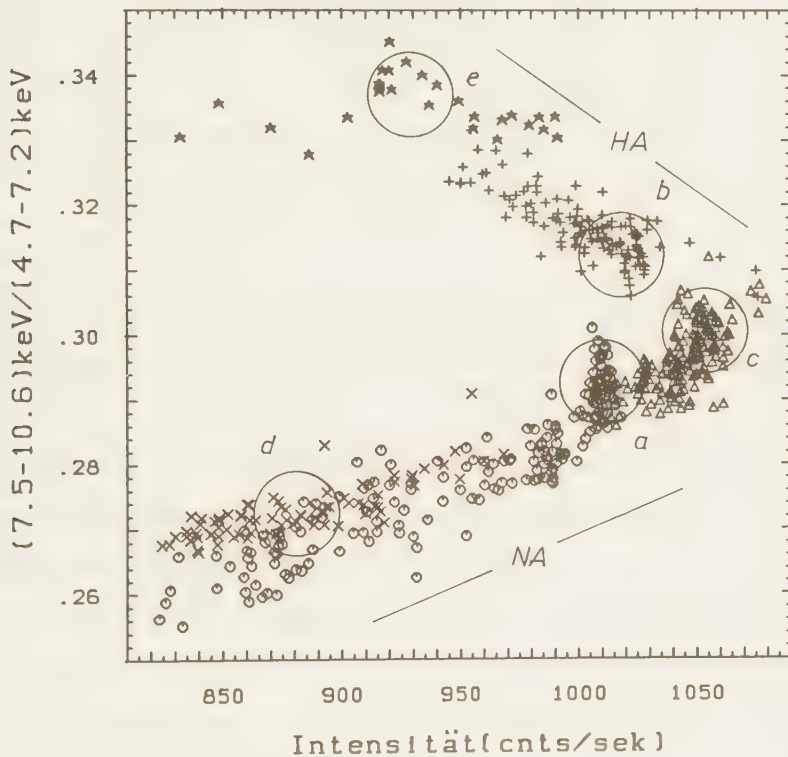


Abb. 2.8: Die harte H-I-Relation von GX17+2. Deutlich sind die zwei unterschiedlichen Zustände der Quelle zu erkennen. Die Kreise markieren die H-I-Werte der im anschließenden Abschnitt analysierten Spektren. Beobachtung (a) ist durch Sechsecke repräsentiert, (b) durch Pluszeichen, (c) durch Dreiecke, (d) durch Kreuze und (e) durch Sterne. Die Intensität ist durch die korrigierte Zählrate im Bereich zwischen 1 und 10 keV repräsentiert. Die Fehler der einzelnen Datenpunkte sind in der Größenordnung der horizontalen, bzw. vertikalen Breite der Äste.

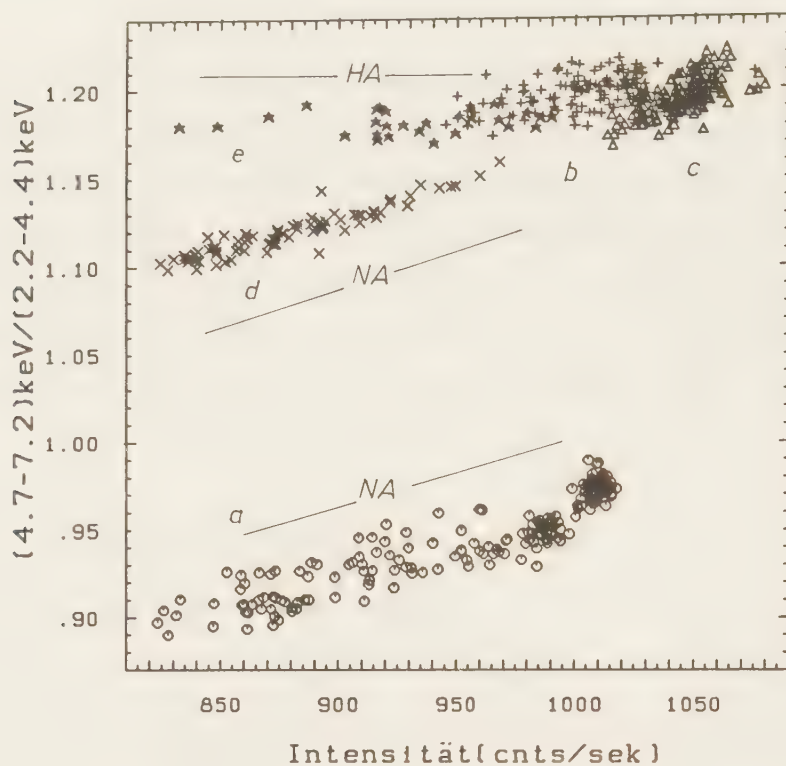


Abb. 2.9: Die weiche H-I-Relation von GX17+2. Die Symbole haben die gleiche Bedeutung wie in der vorhergehenden Abbildung. Die normalen Äste liegen, wegen des sehr hohen N_H -Wertes der Beobachtung (a), nicht mehr übereinander.

In Bild 2.8 sind die harten Härtequotienten und in Bild 2.9 die weichen Härtequotienten gegen die Intensität im (0.9-10.0) keV Band aufgetragen. Die einzelnen Datenpunkte sind über ~ 150 Sekunden akkumuliert. Die Kreise in den Abbildungen 2.8 bis 2.10 markieren die H-I-Werte der im nächsten Abschnitt analysierten Energiespektren.

Man sieht GX17+2 in verschiedenen Zuständen. Die Abhängigkeit der Flußverhältnisse oder, äquivalent dazu, die Abhängigkeit der Härte des Spektrums von der Intensität, ist bimodal. Eine Art der Korrelation, der normale Ast, wird bei den meisten LMXB's beobachtet. In diesem Zustand zeigt die Härte des Energiespektrums eine lineare, positive Abhängigkeit von der Intensität. Je heller die Quelle leuchtet, desto härter ist das Spektrum. Der zweite mögliche spektrale Zustand von GX17+2, der horizontale Ast, ist durch nahezu konstante oder sinkende Härtequotienten bei sich ändernder Intensität gekennzeichnet. Dieser Zustand ist

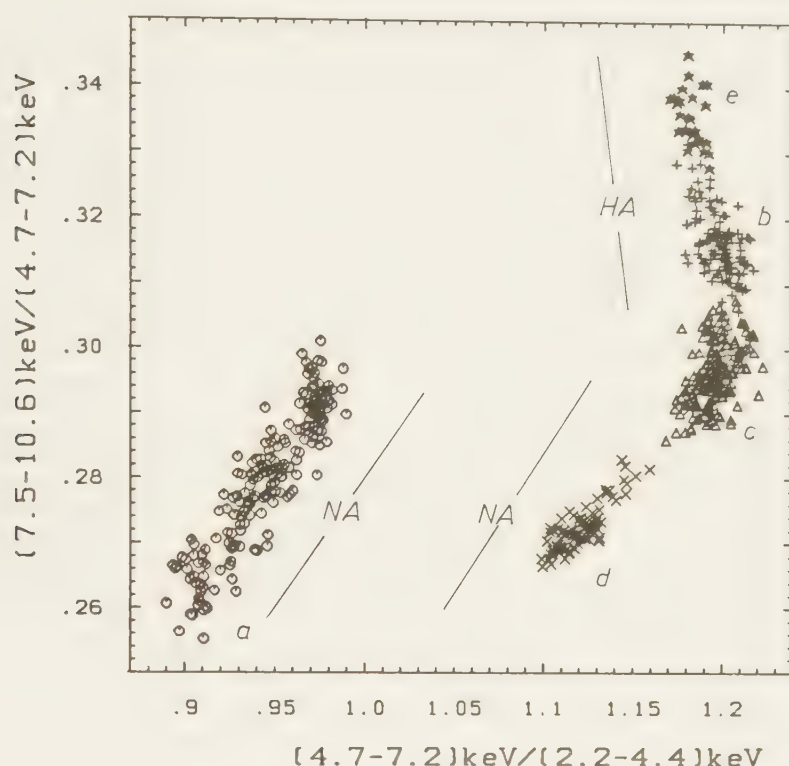


Abb. 2.10: Das Zwei-Farben-Diagramm von GX17+2. Auch in dieser Darstellung ist das bimodale Verhalten von GX17+2 zu erkennen. Die Pluszeichen der Beobachtung (b) und die Sterne der Beobachtung (e) bilden den horizontalen Ast, der hier fast senkrecht erscheint. Die weichen Flußverhältnisse von (a) (Sechsecke) sind stark vom hohen N_H -Wert beeinflusst.

bisher nur bei einigen LMXB's bekannt, und wurde für GX17+2 das erste Mal beobachtet. Die Steigung des Spektrums nimmt etwas ab, während die Intensität sich erhöht. In GX17+2 erfolgte der Übergang zwischen diesen beiden Zuständen zwischen Beobachtung (b) und (c), die nur einen Tag auseinander liegen.

Während der ersten Beobachtung (a) befand sich GX17+2 auf dem normalen Ast. In Bild 2.9 sind die Datenpunkte dieser Beobachtung durch Sechsecke gekennzeichnet. Die Quelle änderte ihre Intensität von 850 bis 1000 cnts s^{-1} . Am Ende dieser Beobachtung steigt die spektrale Härte steil an und deutet einen Übergang zu einem horizontalen Ast an. Bei der Beobachtung (c) (Dreiecke) war die Quelle ebenfalls auf dem normalen Ast und ist in Bild 2.9 deckungsgleich mit dem horizontalen Ast der Beobachtung (a). Die Datenpunkte der Beobachtung (d) sind durch Kreuze dargestellt. Während dieser Beobachtung wurden von Stella et al.

(1987a) die quasiperiodischen Oszillationen mit einer nahezu konstanten Frequenz von 7 Hz gefunden. Außerdem wurde ein Burst beobachtet (Sztajno et al., 1986a). Zweimal wurde GX17+2 auf dem horizontalen Ast beobachtet. Während der Beobachtung (b) (Pluszeichen) zeigte die Quelle aperiodische, stochastische Variabilität, diesmal bei einer Frequenz von 2.4 Hz. In einer weiteren Beobachtung (e) (Sterne) war GX17+2 erneut auf dem horizontalen Ast. Hier fanden Stella et al. (1987a) QPO's mit variabler Frequenz zwischen 24 Hz und 28 Hz.

Trägt man die harten gegen die weichen Flußverhältnisse auf, so erkennt man das bimodale Verhalten wieder (Bild 2.10). Es zeigt sich im Prinzip die gleiche Situation wie in Bild 2.9. Die normalen Äste liegen zwar nicht mehr übereinander, haben aber die gleiche Steigung. Der Grund liegt darin, daß der weiche Härtequotient empfindlich ist für Schwankungen im N_H -Wert. Wie die folgende Analyse zeigen wird, ist die Wasserstoffsäulendichte in Beobachtung (a) um einen Faktor 2 höher als in den restlichen Beobachtungen.

2.3.2. DIE SPEKTREN DER KONTINUIERLICHEN EMISSION

Die Intensität von GX17+2 variierte während der vorliegenden Beobachtungen zwischen $13.5 - 18.0 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Für die Beobachtungen (a)-(e) wurde je ein Spektrum analysiert. Die Auswahl der Spektren erfolgte nach der Lage im H-I- und Zwei-Farben-Diagramm (siehe Abb.2.8. bis 2.10.), ihre Lage ist dort mit Kreisen gekennzeichnet. Die Spektren sind nur über einen begrenzten Zeitbereich der jeweiligen Beobachtung akkumuliert. Sie wurden mit dem Index der entsprechenden Beobachtung versehen. Zwei Spektren entfallen auf den normalen, zwei auf den horizontalen Ast und eines auf den Umkehrpunkt. Drei der Spektren wurden während der QPO-Aktivität der Quelle akkumuliert (b), (d). Die Akkumulationszeit beträgt pro Spektrum etwa 5000 Sekunden. Eine längere Integrationszeit würde die spektralen Änderungen verschmieren und den Fehler der Spektren nicht mehr entscheidend verkleinern. Die Quellspektren wie die Hintergrundspektren wurden auf die instrumentelle Totzeit korrigiert. Letztere wurden aus den SLEWS errechnet. Während der Beobachtungen war oft eine Hälfte des Detektorarrays auf zwei Hintergrundfelder in ungefähr 2° Abstand gerichtet, um die Konstanz des Hintergrunds zu überprüfen. Zum statistischen Fehler der Rohspektren wurde ein systematischer Fehler von 1% addiert, um der Ungenauigkeit der Detektorkalibration Rechnung zu tragen.

Um das beste Modellspektrum zu finden, wurden die Daten aus den Argon- und Xenondetektoren des Mittelennergieexperiments zusammen mit den Teleskopdaten analysiert. Die Teleskopdaten stammen vom CMA-Detektor in Verbindung mit zwei Filtern, *Lexan 3000* und *Al/Pa*. Zunächst suchten wir das Modell, welches das Spektrum der Beobachtung (b) am besten beschreibt. Beobachtung (b) wurde verwendet, weil dort alle oben erwähnten Detektoren eingeschaltet waren. Eine Anpassung an die Daten wurde mit den folgenden Emissionsmodellen versucht. Referenzen sind gegeben für die Modelle, die nicht in Abschnitt 1.1.3. beschrieben sind:

- (1) (BB+BB) Zwei verschiedene Schwarzkörperkomponenten (Sztajno et al., 1985)
- (2) (BB+LS) Schwarzkörperstrahlung mit einer comptonisierten thermischen Bremsstrahlungskomponente (Lamb und Sandford, 1979)

- (3) (BB+PL) Schwarzkörperstrahlung mit einem Potenzgesetz
- (4) (LS) Comptonisierte thermische Bremsstrahlung nach Lamb-Sanford (Lamb und Sanford, 1979)
- (5) (TB) Thermische Bremsstrahlung
- (6) (BB+TB) Schwarzkörperstrahlung mit thermischer Bremsstrahlung
- (7) (BB+BW) Schwarzkörperstrahlung mit Boltzmann-Wien-Spektrum (White et al., 1986b)

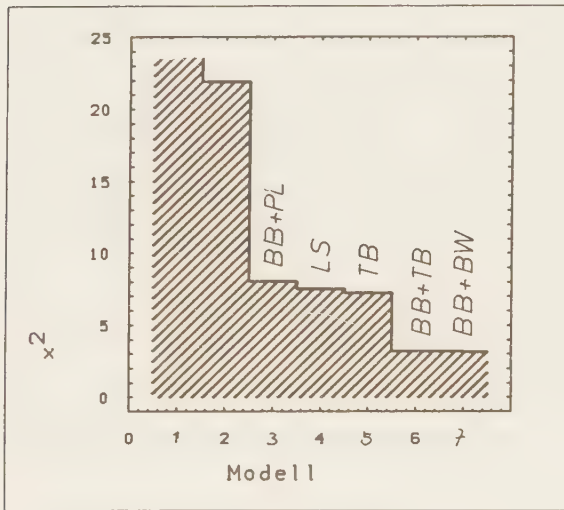


Abb. 2.11: Die χ^2 -Werte pro Freiheitsgrad, aufgetragen gegen die Modellnummer für die Anpassung an (b). Das BB+Boltzmann-Wien Modell (7) und BB+Thermischer Bremsstrahlung (6) erzielten die besten χ^2 -Werte. Thermische Bremsstrahlung war das beste Einkomponentenmodell (5)

Alle Modelle enthalten als freien Parameter die Wasserstoffsäulendichte, um der interstellaren Absorption Rechnung zu tragen. Die für die Berechnung der Kaltgasabsorption verwendeten Wechselwirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ stammen von Morrison und McCammon (1983). Bei der Berechnung des Gauntfaktors $g(E, kT)$, folgten wir der Methode von Methode von Kellog et al. (1975). Die den Parametern zugehörigen 1σ Fehler wurden nach der Anleitung von Lampton, Margon und Bowyer (1976) berechnet.

Im Anhand sind die mathematischen Formeln der verwendeten Modelle aufgelistet. Die beste Anpassung mit einem Einkomponentenmodell gelang mit thermischer Bremsstrahlung (TB). Allerdings erzielten Modelle mit zwei Emissionskomponenten die niedrigsten χ^2 -Werte. Die Spektren ließen sich am besten mit den Modellen (TB+BB), der thermischen Bremsstrahlung mit der Schwarzkörperstrahlung, und (BW+BB), der Schwarzkörperstrahlung mit dem

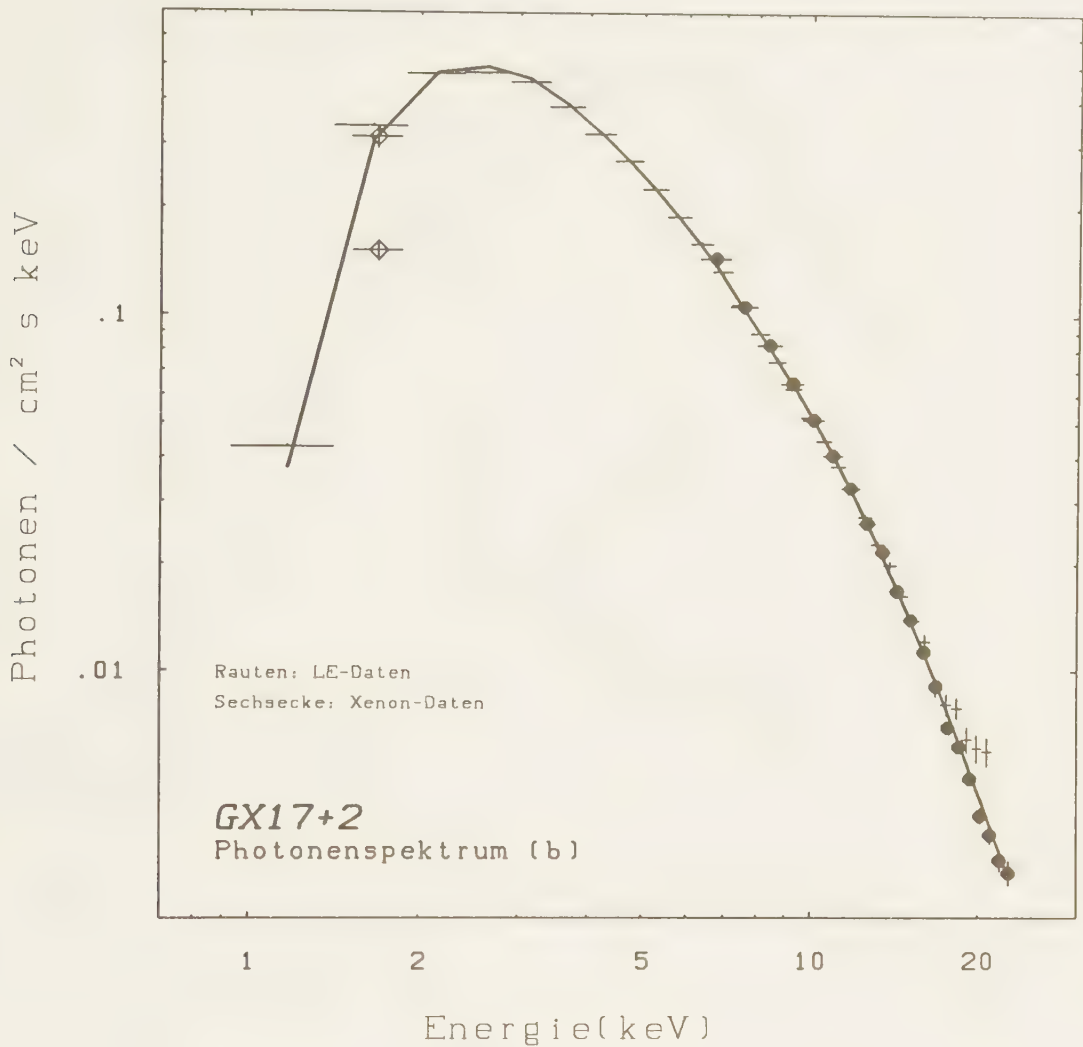


Abb. 2.12: Das entfaltete Photonenspektrum der Beobachtung (b) mit der besten Anpassung. Die Daten sind gewonnen mit den Argon- und Xenondetektoren des Mittlerenergieexperiments und dem CMA-Detektor des Wolterteleskops in Verbindung mit den Filtern Lexan und Al/Pa. Die Argon-Daten sind durch Kreuze dargestellt. Die Xenon-Daten sind als Sechsecke und die Teleskopdaten als Rauten gezeichnet. Das Spektrum ist hochabsorbiert, die Wasserstoffsäulendichte beträgt $\sim 1. \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$. Das verwendete Modell enthält keine Eisenemissionslinie.

Boltzmann-Wien Spektrum, beschreiben (Bild 2.11). In Bild 2.12 ist das Photonenspektrum der Beobachtung (b) aufgetragen. Die Kreuze symbolisieren die Messungen der Argon-Detektoren, die Sechsecke die der Xenon-Detektoren und die Rauten stehen für die zwei Datenpunkte des Teleskops. Die durchgezogene Linie stellt die beste Anpassung mit Modell (7) an die Daten dar. Dieses Modell wurde weiterhin verwendet, um die restlichen Spektren von GX17+2 und 4U1705-

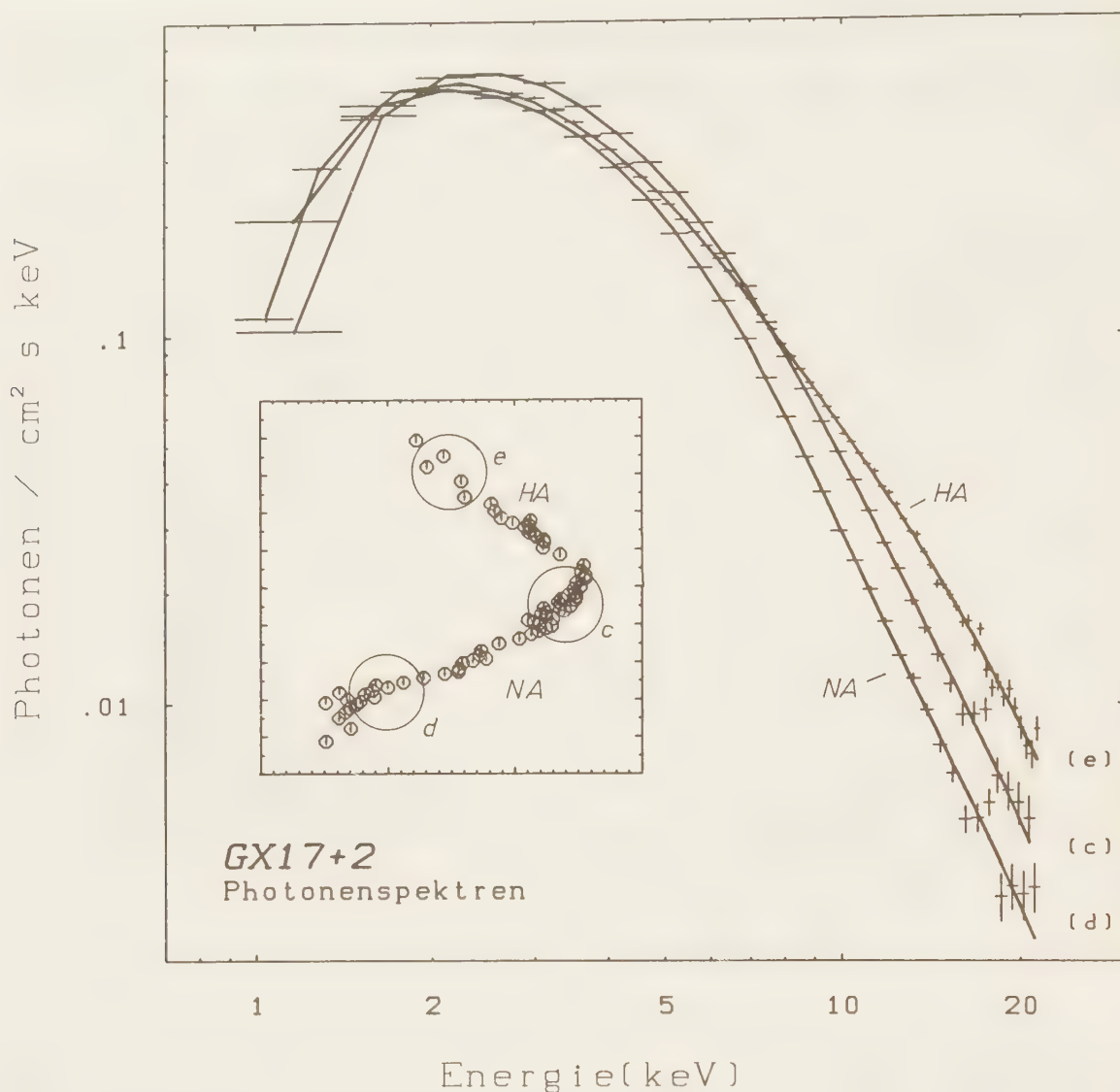


Abb. 2.13: Die mit dem Modellspektrum (BW+BB) entfaltenen Photonenspektren von drei ausgewählten Zeitbereichen. Die kleine Zeichnung mit der Skizze des H-I-Diagramms zeigt die Punkte, an denen die Spektren gemessen wurden. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die beste Anpassung des Modells an die Daten der Argon-Detektoren. Die Steigung der Spektren variiert deutlich im Bereich 5-20 keV. Das Spektrum des horizontalen Astes (e) (HA) ist deutlich härter als das des normalen Astes (d) (NA).

44 zu beschreiben. Die Ergebnisse der Anpassungen an die Spektren der restlichen Beobachtungen sind in Tab.2.3 aufgeführt.

White et al. (1986b) fanden für die GSPC-Daten der Beobachtung (a), die simultan zu den ME-Daten gemessen wurden, und für das gleiche Modellspektrum,

DIE PARAMETER FÜR DAS BW+BB-MODELL

Obs. ID	a	b	d	e
Zustand.....	NA	HA	NA	HA
Härte	0.29 ± 0.005	0.30 ± 0.005	0.27 ± 0.005	0.34 ± 0.005
$N_H(10^{21}/\text{cm}^2)$	$21.8^{+1.7}_{-9}$	$19.6^{+1.3}_{-1.0}$	$12.0^{+1.0}_{-1.6}$	$11.6^{+1.0}_{-1.0}$
F_{BB}	5.3 ± 1.5	6.2 ± 1.0	6.6 ± 0.6	3.3 ± 0.7
$kT_{BB}(\text{keV})...$	1.53 ± 0.2	1.31 ± 0.06	1.21 ± 0.04	1.14 ± 0.09
Radius(km) ..	9.5 ± 1.8	13.9 ± 1.1	16.8 ± 0.8	13.6 ± 1.4
F_{BW}	11.5 ± 1.5	11.6 ± 1.0	6.8 ± 0.6	15.7 ± 0.7
α	1.4 ± 0.2	1.4 ± 0.2	1.4 ± 0.3	0.9 ± 0.10
$kT_{BW}(\text{keV}) ..$	$7.3^{+1.6}_{-0.9}$	$9.4^{+6.0}_{-2.4}$	$8.9^{+2.7}_{-1.4}$	$8.5^{+1.4}_{-0.5}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}$	5.62	0.99	1.91	1.70
d.o.f.....	26	26	26	26

Flüsse in $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (0.9-21.3 keV)

† HA, horizontaler Ast und NA, normaler Ast

Tab. 2.3: Parameter des Boltzmann-Wien Modells für vier ausgewählte Argon-Spektren

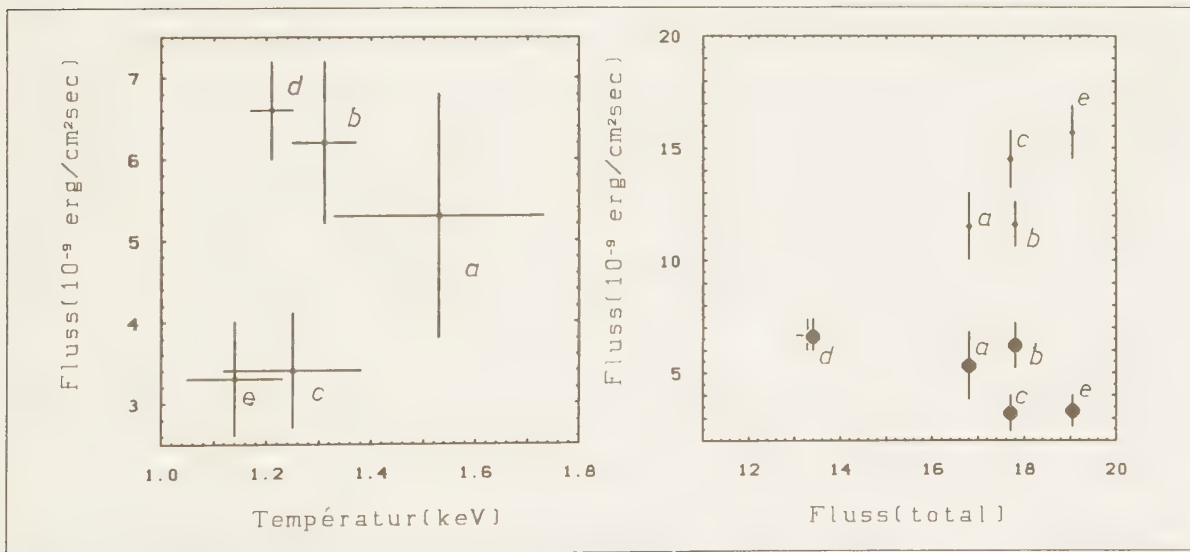


Abb. 2.14: Der Fluß der Schwarzkörperkomponente aufgetragen gegen die Temperatur (linke Zeichnung). Rechts sind die Flüsse der Schwarzkörperkomponente (schwarze Punkte) und der Boltzmann-Wien Komponente gegen den Gesamtfluß aufgetragen

eine niedrigere Temperatur ($kT = 4.5 \pm 1.5 \text{ keV}$), aber auch einen niedrigeren Exponenten ($\alpha = 0.6 \pm 0.5$). Trotzdem sind beide Anpassungen innerhalb der Fehlergrenzen konsistent. Wir fanden mit einer vorläufigen Kalibration für das ME-Experiment als beste Anpassung an Spektrum (a) eine doppelte Schwarzkörperemission, schlossen aber eine Schwarzkörperkomponente plus einer thermischen Bremsstrahlung als Emissionsmodell nicht aus (Sztajno et al., 1985b).

Der Radius, abgeleitet aus dem Fluß und der Temperatur der Schwarzkörperkomponente und einer angenommenen Entfernung zur Quelle von 10 kpc , liegt in der Größenordnung von 10 km , einem Wert, den man für Neutronensternradien vermutet. Bild 2.13 zeigt die Photonenspektren der Argondetektoren, entfaltet mit dem BB+BW Modellspektrum. Die Intensität der Spektren ist vergleichbar, doch die Steigungen sind deutlich verschieden. Das Spektrum des horizontalen Astes (e) ist am härtesten. Die Boltzman-Wien-Komponente ist hier dominierend. Sie hat einen relativen Anteil von 0.9 am Gesamtfluß. Das gleiche Ergebnis findet sich auch für 4U1705-44 in Kapitel 4. Der horizontale Ast ist durch ein weiches Spektrum gekennzeichnet. Das Verhältnis von Schwarzkörperkomponente zu Boltzman-Wien-Komponente des Spektrums (d) liegt bei 0.5.

2.3.2.1. DIE EISENFLUORESZENZLINIE

Zusätzlich zu den beiden Komponenten, die das Kontinuum beschreiben, war (bei längerer Integrationszeit) eine Emissionslinie bei $\sim 6.7 \text{ keV}$ zur Beschreibung des Spektrums erforderlich. Die Eisenemissionslinie bei 6.7 keV wurde zum erstenmal von Parsignault und Grindlay (1978) im Röntgenspektrum von GX17+2 gesehen. Diese Messung ist aber wegen der sehr geringen Energieauflösung des ANS HXX-Experiments in Frage zu stellen.

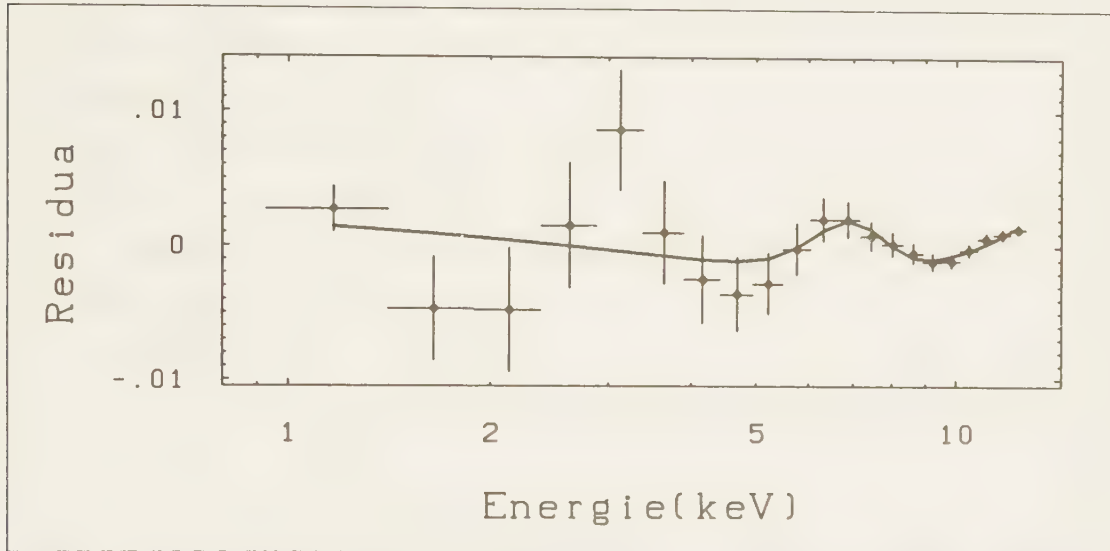


Abb. 2.15: Die Residuen des Boltzmann-Wien plus Schwarzkörper Modells an das Photonenpektrum der Beobachtung (a). Trotz der relativ groben Energieauflösung des ME-Experiments ist die Eisenlinie bei 6.7 keV zu erkennen. Die durchgezogene Linie zur Verdeutlichung ist eine Anpassung an die Residuen mit einem Gauß-Profil. Die Einheiten auf der Y-Achse sind $\text{Photonen cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$. Die Spitze bei 3 keV ist durch die EXOSAT-Kalibration bedingt.

DIE PARAMETER DER EISENLINIE VON GX17+2

Obs. ID	Energie	Breite	Intensität
	keV	keV	$\text{Photonen cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
a	$6.7^{+0.5}_{-0.7}$	$1.1^{+2.}_{-1.}$	$(8.^{+30.}_{-7.}) \times 10^{-3}$

Tab. 2.4: Die Eisenlinienparameter für GX17+2. Die Parameter wurden in einem gemeinsamen Fit mit einem Boltzmann-Wien plus Schwarzkörper-Modell gewonnen.

In den GSPC-Daten der Beobachtung (a), die eine wesentlich bessere Energieauflösung als die ME-Daten besitzen, fanden White et al. (1986b) die Linie

bei $6.55 \pm 0.05 \text{ keV}$ mit einer Breite (FWHM) von $1.3 \pm 0.4 \text{ keV}$. Wir fanden in den ME-Daten der selben Beobachtung, mit einer vorläufigen Kalibration für das ME-Experiment und einer doppelten Schwarzkörperemission als Kontinuumspektrum, die Eisenlinie bei 6.5 keV (Sztajno et al., 1985b). Die Lage und besonders die Stärke der Eisenlinie in den Daten des ME-Experiments hängt stark vom Hintergrundmodell ab. Für das in dieser Arbeit verwendete Modell (BB+BW) bestimmten wir die Linienenergie zu 6.7 keV und deren Breite zu 1 keV . Die daraus abgeleitete Äquivalentbreite beträgt 60 eV .

2.3.3. SUCHE NACH KOHÄRENTEN PULSATIONEN IM MILLISEKUNDENBE- REICH

Bei der Beobachtung von GX17+2 wurde zur Untersuchung der schnellen Variabilität während der Beobachtungen (a)-(c) der Telemetriemode HTR3 eingesetzt, der die gesamte Zählrate in den Argon- und Xenon-Detektoren in Abständen von $1/128$ Sekunden integrierte und in Datensegmenten von zwei Sekunden Länge übermittelte. Die Daten erlaubten so eine Untersuchung bis zu Frequenzen von 64 Hz. Der HTR3-Mode überträgt in der gewählten Parameterkombination praktisch die "qualified-event" Rate. Diese Rate ist ohne nennenswerte Totzeit. Die Datenssegmente wurden mit der in 1.3.2. beschriebenen Weise untersucht. Ein Handicap bei der Suche nach kohärenten Pulsationen ist die unbekannte Orbitalperiode von GX17+2. Eine Abschätzung des Effekts wird im folgenden Abschnitt dargestellt.

Der Einfluß der Orbitalperiode kann durch die geeignete Wahl der Segmentlänge gering gehalten werden. Der Ausdruck für den Dopplereffekt in der nichtrelativistischen $v \ll c$ Näherung lautet $\Delta\nu = \nu \left(\frac{v}{c}\right)$. Dabei ist v die Komponente der Bahngeschwindigkeit in Richtung des Beobachters für Kreisbahnen mit $v_{Bahn} = \sqrt{\frac{2\pi GM}{P_{orb}}}$. Gesucht sind nun Parameter für die Fouriertransformation, bei denen die Ausschmierung des Signals über mehrere Testfrequenzen durch Dopplereffekt gering gehalten werden. Der Frequenzabstand in der Fouriertransformation ist durch die inverse Segmentlänge $\Delta f = 1/T_S$ gegeben. Die höchste meßbare Frequenz ist die inverse doppelte Binlänge $f_0 = 1/2 t_{bin}$. Für $\Delta\nu = 2f_0(v/c) \leq 1/T_S$ wird Dopplerverschmierung vermieden. Das ergibt für die Segmentlänge T_S

$$T_S \ll \frac{1}{f \left(\frac{v}{c}\right)} = P_{min} c \left(\frac{P_{orb}}{2\pi GM}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.3)$$

Für die numerische Abschätzung wurden folgende Werte für ein Röntgendoppelsternsystem angenommen. Die Orbitalperioden der LMXB's befinden sich meist im Bereich zwischen 2 und 5 Stunden. Für GX17+2 existiert eine Kandidatenperiode von 1.4 Stunden (Langmeier et al., 1986; diese Arbeit). Die hellen LMXB's scheinen lange Perioden in der Größenordnung eines Tages zu bevorzugen. Setzt man den Bereich der Orbitalperioden zwischen $P_1 = 5400 \text{ s} = 1.4 \text{ h}$ und $P_2 = 86400 \text{ s} = 24 \text{ h}$ und nimmt man für die Masse des Systems $M = M_1 + M_2 = 2.4 M_\odot = 4.8 \cdot 10^{33} \text{ g}$ so errechnen sich die optimalen Segmentlängen T_S , je nach

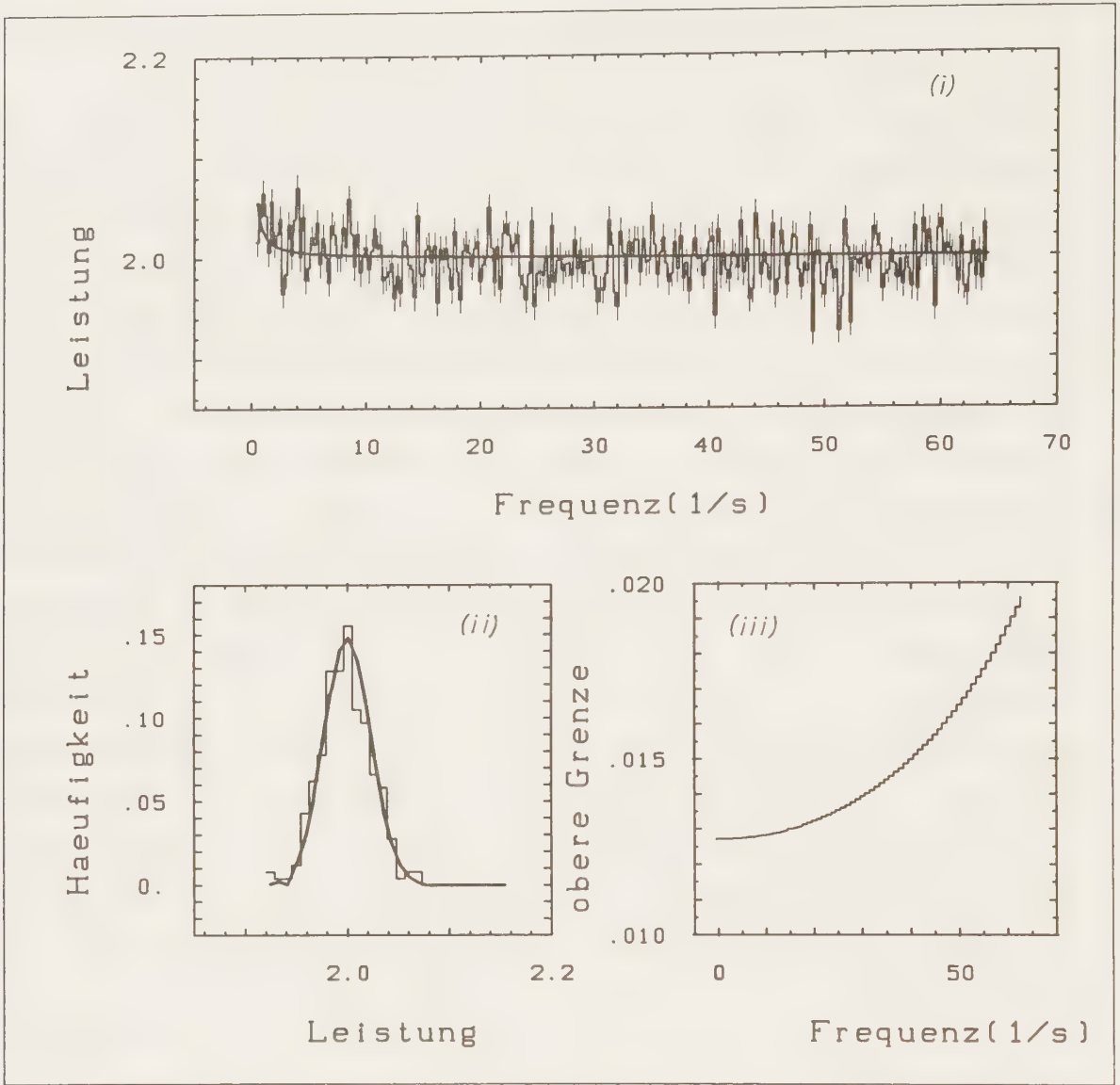


Abb. 2.16: Das gemittelte Leistungsspektrum der Beobachtung (a) von GX17+2 (i). Unten links ist die Verteilung des Signals aus im Leistungsspektrum aufgetragen (ii). Die X-Achse der Verteilung (ii) ist mit der Y-Achse des Leistungsspektrums (i) identisch. In (iii) ist die obere Grenze für gepulste, sinusförmige Modulation des Signals gegen die Frequenz aufgetragen.

Periode, für die gegebene Zeitauflösung ($\Delta T = 0.0078215$ s) zu:

$$(T_S)_1 = 5.2 \text{ s}$$

$$(T_S)_2 = 13.0 \text{ s}$$

Ist T_S kleiner als der oben angegebene Wert, so ist die Frequenz, die durch die Umlaufperiode des Neutronensterns verschoben wird, über weniger als ein Bin im

Leistungsspektrum verschmiert.

Die Experimentlänge war bei der Suche mit dem Index (s) mit 8 Sekunden so gewählt, daß etwaige Einflüsse einer periodischen Dopplerverschiebung vernachlässigbar sind. Die Untersuchung mit dem Index (l) hat eine Experimentlänge von 256 Sekunden. Die im ersten Kapitel diskutierten Schwellenwerte C_1 und C_2 sind auf 0.90 gesetzt.

		AMPLITUDE			
ID	Suche	1 s ⁻¹	32 s ⁻¹	64 s ⁻¹	
a	s	0.014	0.015	0.021	Tab. 2.5: Die oberen Grenzen für die Amplituden von kohärenten Ozillationen in den Beobachtungen (a)-(c). Im Bereich von 1 Hz wurde in Beobachtung (b) aperiodische Variabilität gefunden.
b	s	Signal	0.015	0.021	
c	s	0.014	0.015	0.021	
a	l	0.005	0.006	0.0075	
b	l	0.005	0.005	0.007	
c	l	0.005	0.005	0.007	

Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Tab.2.5. gelistet. Das Leistungsspektrum der empfindlichsten Untersuchung mit kurzer Segmentlänge ist mit der zugehörigen χ^2 -Verteilung in Bild 2.16 aufgezeichnet. Bild 2.16(i) stellt das aus 7738 FFT's gemittelte Leistungsspektrum dar, normiert auf χ^2 pro FFT. Am niederfrequenten Ende des Spektrums ist eine leichte Erhöhung des Signals sichtbar (LFN). Die statistische Verteilung der Leistung folgt der erwarteten χ^2 -Verteilung Bild 2.16(ii). Die Segmentlänge war 4 Sekunden und die Gesamtdauer der Untersuchung 30000 Sekunden. Bild 2.16(iii) stellt die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der der Frequenz dar. In 90% aller Fälle wäre eine Oszillation mit der in Bild 2.16(iii) angegebenen Amplitude entdeckt worden.

Die Fehler, die den einzelnen Werten im aufsummierten Leistungsspektrum in Bild 2.16(i) zugeordnet sind, geben deren Streuung in den einzelnen Leistungsspektren wieder. Der Fehler ist die Wurzel aus dem mittleren Quadrat der Abweichung $\Delta P = \sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{(P_i - P)^2}{n-1}}$. Damit ergibt sich auch einen gute Fehlerabschätzung, falls die gemessenen Raten nicht der Poisson-Statistik gehorchen.

2.3.4. DIE APERIODISCHE UND QUASIPERIODISCHE VARIABILITÄT

Stella et al. (1987a) führten die Beobachtungen (d) und (e) durch und fanden quasiperiodische Modulationen des Röntgenflusses mit einer mittleren Frequenz von 7 Hz und 24 Hz. Während der ersten 5000 Sekunden der Beobachtung (b) (August 1984 7.792-8.167 UT) zeigte GX17+2 QPO's mit einer Frequenz von 2.4 ± 0.4 Hz (Langmeier et al., 1985d). Im folgenden Abschnitt nehmen die Analyse der Beobachtung (b) sowie die Analysen der Beobachtungen (a), (c) den größten Raum ein. Die Untersuchung der niederfrequenten Aktivität während (e), die von Stella et al. nicht im Detail durchgeführt wurde, wird hier ebenfalls ausführlicher geschildert. Die QPO's bei 7 und 24 Hz wurden nur zur Vervollständigung nochmals analysiert, ohne auf die Intensitätsabhängigkeit der Oszillationen einzugehen. Die verschiedenen Arten der QPO- und LFN-Aktivität werden dem Zustand im H-I-Diagramm zugeordnet.

2.3.4.1. DIE VARIABILITÄT BEI 2.4 Hz

Zur Untersuchung der Variabilität wurde ein Leistungsspektrum der ersten 4012 Sekunden der Beobachtung (b) aus 2^{19} Datenpunkten errechnet. Das Spektrum zeigt drei Komponenten. Die erste Komponente ist der sogenannte VLFN (Very Low Frequency Noise), die zweite eine breite Verteilung bei 2 Hz und die dritte ist der frequenzunabhängige Anteil des weißen Rauschens (Poisson-Statistik). Folgende Funktion wurde nach dem Kriterium des minimalen χ^2 an die Daten angepaßt:

$$P(\nu) = 2. + C_1 \nu^{-\alpha} + C_2 \frac{\Delta\nu/2\pi}{(\nu - \nu_0) + (\Delta\nu/2)^2} \quad (2.2)$$

Der erste Term, der Anteil des weißen Rauschens, wurde auf 2 festgesetzt, der mittleren Leistung für reines Poisson-Rauschen. Der zweite Term, ein Potenzgesetz, beschreibt das Rote Rauschen (VLFN). Der dritte Term ist eine Lorentz-Verteilung mit dem Integral C_2 , der Halbwertsbreite $\Delta\nu$ und der Linienfrequenz ν_0 . Die angepaßten Werte sind in Tabelle 2.6 eingetragen. Das χ^2_{red} der Anpassung war 0.8. Eine Anpassung mit nur einem Potenzgesetz ergab ein χ^2_{red} von 3.9. Das ergibt einen F -Wert von 72.6. Nach dem F -Test (z.B. Bevington, 1969) ist die Wahrscheinlichkeit der Redundanz der Linie $6 \cdot 10^{-8}$, das entspricht $\sim 5\sigma$. Der Versuch, die niederfrequente Komponente mit einer Lorentz-Verteilung anzupassen, deren

Frequenz auf Null gesetzt ist, erzielte ein χ^2_{red} von 2.03. Die Verbesserung der Anpassung durch die Frequenz bei 2.3 Hz ist damit signifikant (4σ).

Die LFN-Komponenten in mehreren LMXB's (z.B. GX5-1) lassen sich durch eine Exponentialfunktion beschreiben. Doch das χ^2_{red} der Anpassung eines Exponentialgesetzes war 2.33 und ist damit deutlich schlechter als die Beschreibung durch eine Lorentz-Funktion.

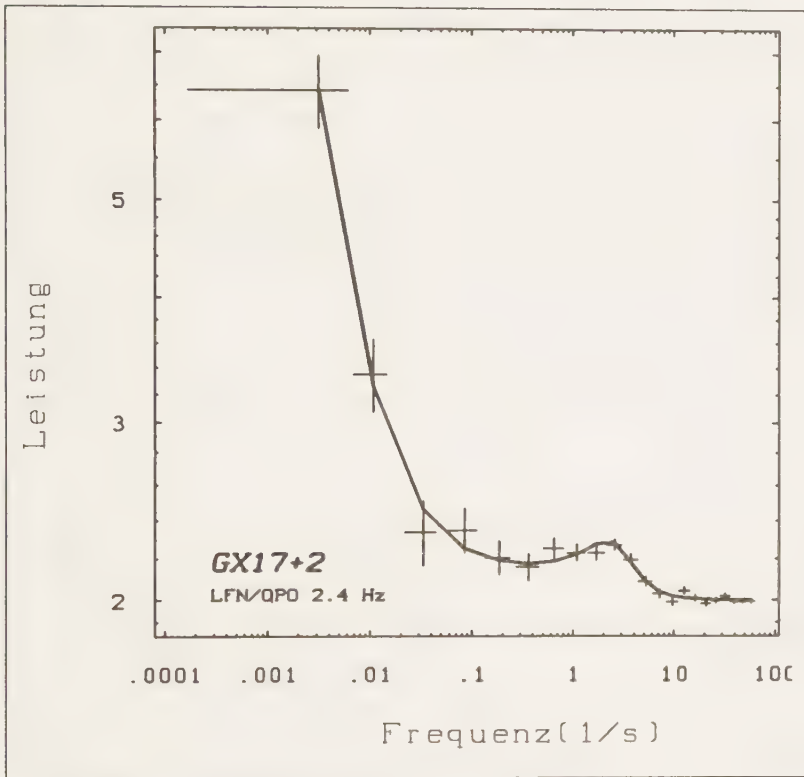


Abb. 2.17: Das gemittelte Leistungsspektrum, beobachtet am 5. September 1984. Die durchgezogene Linie ist die beste Anpassung an die Daten mit einem Potenzgesetz und einer Lorentz-Funktion, deren mittlere Frequenz 2.4 Hz beträgt.

Das Leistungsspektrum der Beobachtung (b) ist in Bild 2.17 zusammen mit der besten Anpassung an die Daten dargestellt. Zur Untersuchung der zeitlichen Variabilität wurden die Datensegmente, die eine Länge von 2 s hatten, zu Blöcken von 32 Sekunden Länge addiert. Die Spektren wurden nach 1.3.2.1. bestimmt. Die einzelnen Leistungsspektrum wurden zu einer zweidimensionalen (t, ν) -Matrix zusammengesetzt, in der jede Spalte ein Leistungsspektrum darstellt. In Abbildung Bild 2.18 ist diese Matrix der Beobachtung (b) zwei- und dreidimensional aufgetragen. Das Datenfeld ist mit einem quadratischen Fenster geglättet. In der oberen, dreidimensionalen Darstellung läuft die Frequenzachse nach links hinten

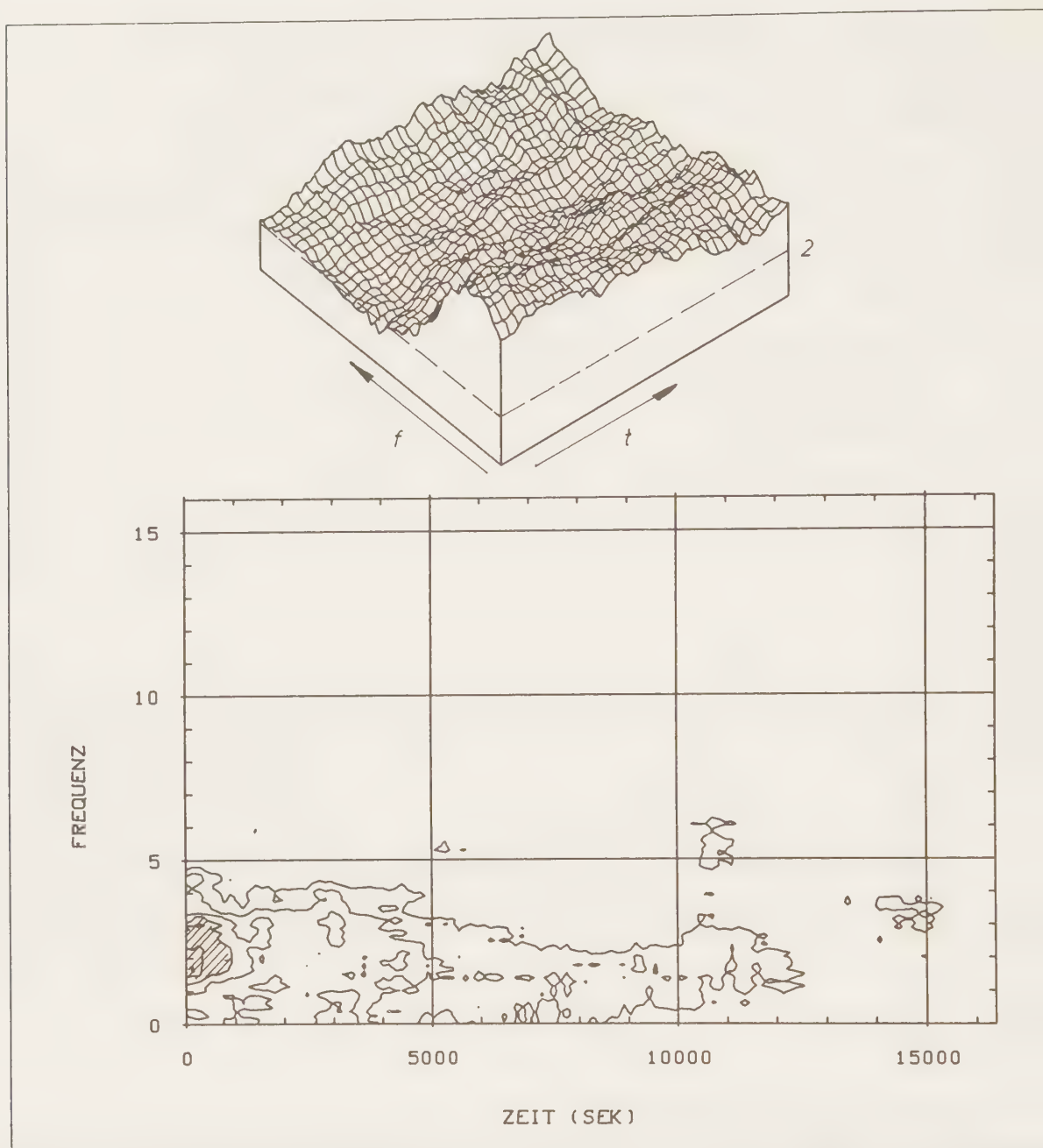


Abb. 2.18: Übersicht über den ersten Teil der Beobachtung (b). Deutlich ist die Abnahme der Aktivität mit der Zeit zu sehen.

und die Zeitachse nach rechts hinten. Die Frequenz der Komponente bei 2.4 Hz in Beobachtung (b) zeigt keine Abhängigkeit von der Röntgenintensität.

Während GX17+2 diese Aktivität zeigte, war die Quelle $\sim 980 \text{ cnts s}^{-1}$ hell, was ungefähr $18 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entspricht. Die Aktivität erlosch bei einer

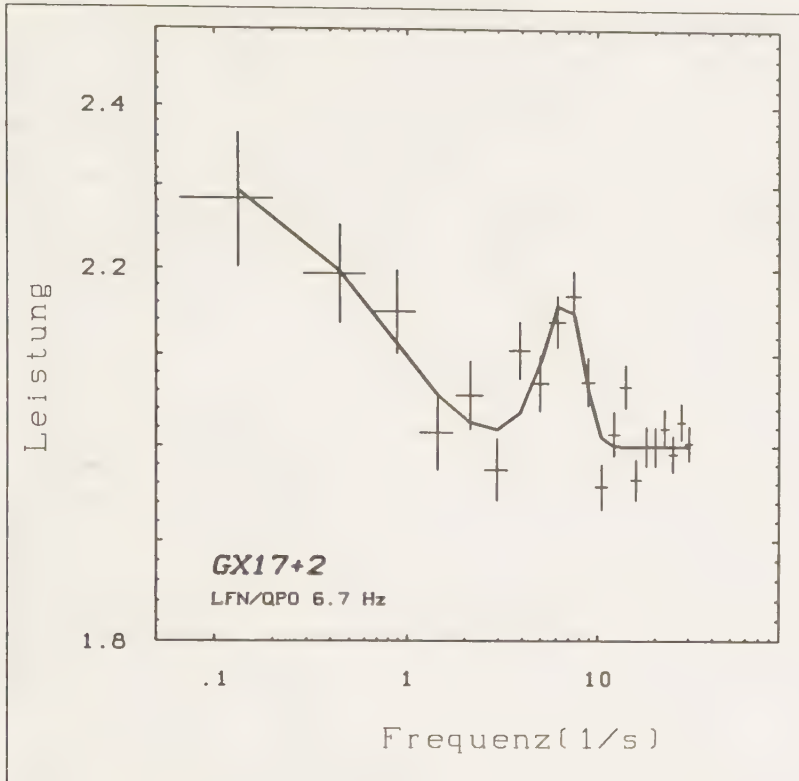


Abb. 2.19: Das Leistungsspektrum vom letzten Teil der Beobachtung (d) am 26. August 1985. Das Modell besteht aus einem Exponentialgesetz mit einer Lorentz-Verteilung bei 6.7 Hz.

Intensität von 1030 cnts s^{-1} . GX17+2 befand sich am oberen Ende des horizontalen Astes im H-I-Diagramm. Auch bei der nächsten Beobachtung, am folgenden Tag, als die Intensität von GX17+2 zwischen 1030 und 1060 cnts s^{-1} variierte, zeigte sie keine Aktivität im Bereich $\nu \geq 0.1 \text{ Hz}$. Das Leistungsspektrum (c) zeigt nur sehr schwachen VLFN. Spektrum (a) hingegen weist auf eine deutliche Variabilität im Frequenzbereich $\nu \leq 0.1 \text{ Hz}$ hin. Die Spektren (a) und (c) können gut durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. Die χ^2 -Werte der besten Anpassungen sind 1.12 für (a) und 0.8 für (c). Die Parameter des Potenzgesetzes von (c) sind $\alpha = 0.73 \pm 0.04$ und die Leistung bei 1 Hz beträgt $C_1 = 0.006 \pm 0.001$. Es gibt keine Anzeichen für die von Stella et al. (1987a) gefundenen QPO's bei 7 Hz oder bei 24 Hz in den Beobachtungen (a) und (c). Während der Beobachtungen (a) und (c) war die Quelle auf dem normalen Ast im H-I-Diagramm.

2.3.4.2. DIE QPO'S BEI 7 HZ UND BEI 24 HZ

Stella et al. (1985, 1987) fanden in der Beobachtung (d) QPO's mit nahezu konstanter Frequenz bei ~ 7 Hz und VLFN. In der Beobachtung (e) wurden von ihnen QPO's mit variabler Frequenz von 24 bis 28 Hz entdeckt. Sie verwiesen auf eine eigentümliche LFN-Komponente, die sie aber nicht weiter analysierten. Wir analysierten die Daten im Rahmen dieser Arbeit erneut.

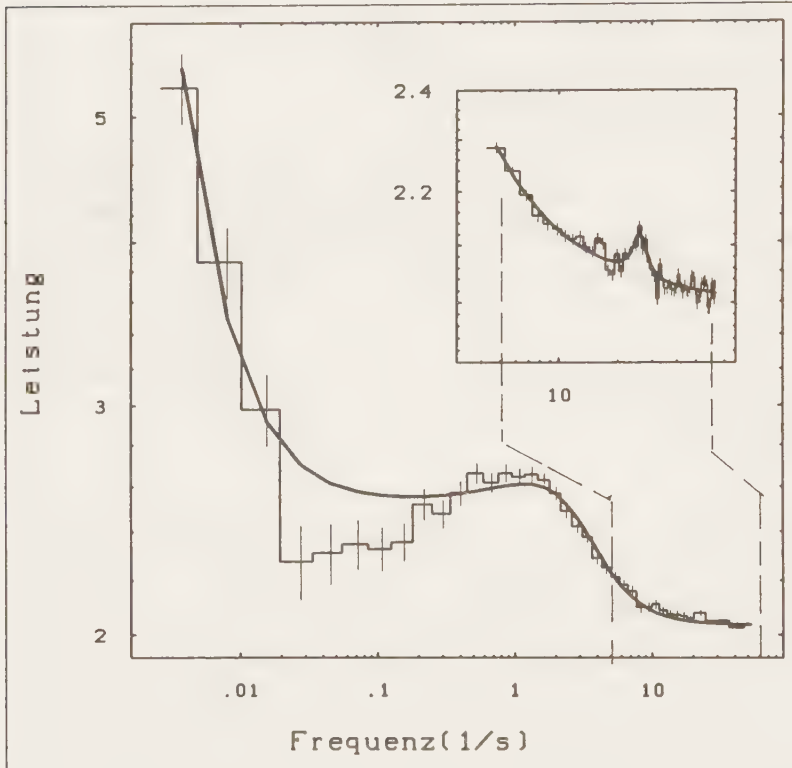


Abb. 2.20: Das Leistungsspektrum der Beobachtung (e) vom 1. Sept. 1985. Die kleine Zeichnung stellt eine Vergrößerung des hochfrequenten Teils des Spektrums dar. Durch das der logarithmischen Skala angepasste Binning sind die QPO's bei 25 Hz in der großen Zeichnung nicht sichtbar. Das angepasste Modell in der kleinen Zeichnung besteht aus einem Potenzgesetz und einer Lorentz-Funktion. Das Modell im großen Bild ist die Addition zweier Potenzgesetze und einer Lorentz-Verteilung.

Für die Berechnung der Leistungsspektren (d) und (e) wurden jeweils nur kürzere Datenintervalle am Ende der jeweiligen Beobachtungen herangezogen. Zur Beschreibung des Spektrums (d) und des "hochfrequenten" Teils von Spektrum (e) ($\nu \geq 4$) Hz genügte das oben erwähnte Modell (Potenzgesetz mit Lorentz-Verteilung). Bild 2.19 zeigt das Leistungsspektrum (d) mit den QPO's bei 6.7 Hz. Die angepassten Werte für die QPO's und den LFN sind in Tabelle 2.6 gelistet.

Der niederfrequente Teil des Spektrums von (e) ist mit dem oben erwähnten Modell nicht zu beschreiben ($\chi^2_{red} = 13.8$). Es wurden mehrere Modelle getestet, um diesen Teil des Leistungsspektrum von (e) zu beschreiben. Ersetzt man

DIE PARAMETER DER ANPASSUNGEN AN DIE LEISTUNGSSPEKTREN

Obs. – ID	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>d</i>	<i>e</i> ₁	<i>e</i> ₂
Ast	<i>N</i>	<i>H</i>	<i>N</i>	<i>H</i>	<i>N</i>
Modell	<i>PL</i>	<i>PL + LO</i>	<i>EX + LO</i>	<i>PL + PL + LO</i>	<i>PL + LO</i>
cnts s ⁻¹ ..	1100	1100	1600	1600	1600
C _{VLFN} ...	0.014 ± 0.007	0.006 ± .001		0.002 ± .0001	
α	1.4 ± 0.6	1.2 ± 0.1		1.3 ± 0.3	
C _{LFN}		(0.3 ± 0.1)*	0.4 ± 0.1	(1. ± 0.5)10 ⁻⁷	1.6 ± 0.01
α		(0.2 ± 0.1)*	1.4 ± 0.6	2.6 ± 0.3	1.1 ± 0.1
C _{QPO}		1.2 ± 0.7	0.8 ± 0.2	5.0 ± 1.3	0.055 ± 0.03
ν ₀ (s ⁻¹) ...		2.3 ± 0.6	6.7 ± 0.1	1.2 ± 0.5	25.9 ± 0.9
Δν(s ⁻¹) ..		2.6 ± 1.1	5.0 ± 3.7	5.6 ± 1.6	4.6 ± 2.0
∫ _{0.001} ¹ (rms)	1	1	1	2*/1	
∫ _{1.0} ¹⁰ (rms) .	0	3	2	4*/5	
χ ² /D.O.F.	1.12	2.7*/0.8	1.71	3.7	2.47

(rms)-Werte in Prozent

* : Fit mit Exponentialfunktion statt Lorentz-Verteilung

*e*₂ : ν ≥ 4 Hz

Tab. 2.6: Die Parameter der besten Anpassungen an die Leistungsspektrum von GX17+2.

die Lorentz-Verteilung durch ein Exponentialgesetz, erhält man ein reduziertes χ^2 von 17.9. Die Anpassung des Modells an die Daten gelang am besten mit einem zusätzlichen Potenzgesetz (Zwei Potenzgesetze plus Lorentz-Verteilung). Sie erzielte ein χ^2_{red} von 3.7. Die Intensität lag bei $\sim 930 \text{ cnts s}^{-1}$. GX17+2 befand sich auf dem horizontalen Ast im H-I-Diagramm. Die QPO's bei 25 Hz sind in der Vergrößerung in Bild 2.20 dargestellt. Das der logarithmischen Skala angepaßte Binning der Hauptzeichnung schmiert die Verteilung bei 25 Hz aus. Die Komponente bei 1.2 Hz zeigt Ähnlichkeit zu der Verteilung bei 2.4 Hz der Beobachtung (c), doch sind Breite und Intensität stärker. Bei 0.1 Hz erreicht das Spektrum fast den durch das weiße Rauschen gegebenen Wert. Deutlich setzt sich hier die hochfrequente Variabilität (LFN,QPO) von der niederfrequenten (VLFN) ab.

Die Darstellung der niederfrequenten Komponente bei 2.4 Hz als Lorentz-

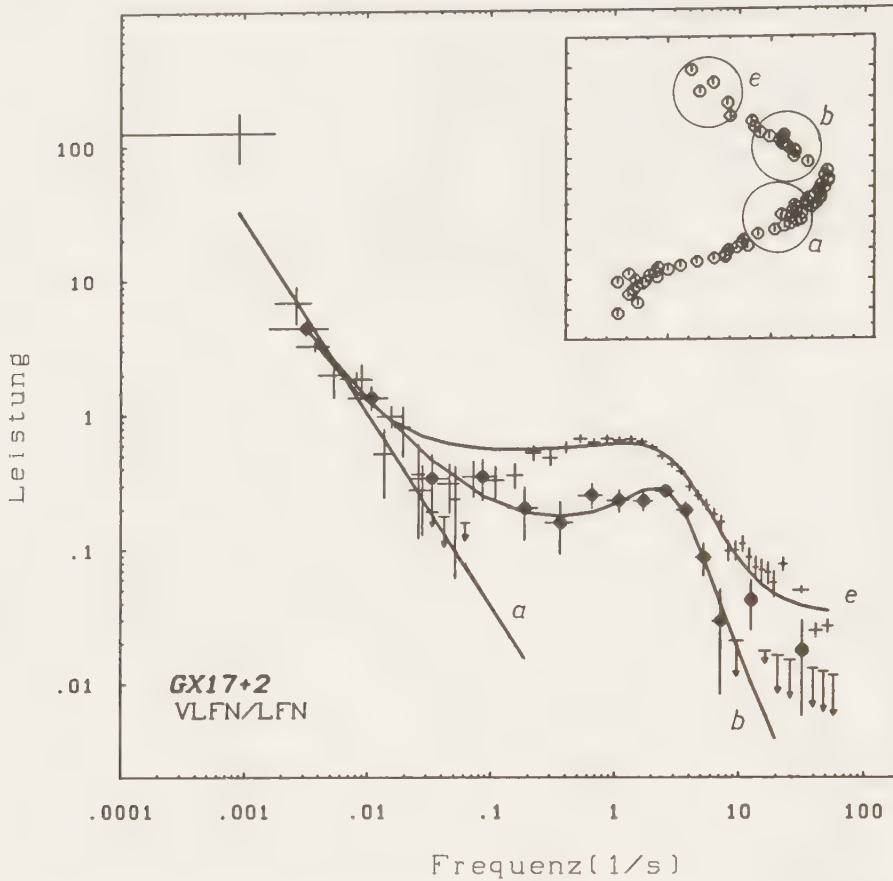


Abb. 2.21: Die Leistungsspektren (a), (b) und (e) im Vergleich. Im oberen Rahmen ist eine Skizze des H-I-Diagramms von GX17+2 eingezeichnet. Die Kreise markieren die Stellen im H-I-Diagramm an denen die Leistungsspektren akkumuliert wurden. Der Rauschpegel von 2 wurde von den Spektren subtrahiert. Die Verwandtschaft der QPO's bei 2.4 Hz in (b) mit der Verteilung in (e) bei 1.2 Hz ist deutlich. Die VLFN-Komponenten der gezeigten Spektren sind ähnlich.

Verteilung legt die Interpretation nahe, daß diese Komponente ihren Ursprung in quasiperiodischen Oszillationen hat. Ihre Verwandtschaft zu der niederfrequenten Komponente in der Beobachtung (e) und das gleichzeitige Auftreten von schnellen QPO's deutet jedoch auf eine Ähnlichkeit mit der LFN-Aktivität in anderen Quellen hin. Der Unterschied zu anderen Quellen besteht hauptsächlich darin, daß sich der LFN(QPO) von dem VLFN deutlich absetzt. Die Leistung im Spektrum von (e) sinkt bei 0.01 Hz fast auf den Rauschpegel und zeigt den eigenständigen Charakter dieser Art von Variabilität auf. Bild 2.21 zeigt die Spektren (b), (e) und (a) im Vergleich. In Bild 2.21 ist ebenfalls das H-I-Diagramm von GX17+2 eingezeichnet. Man sieht, wie sich der LFN (oder die niederfrequenten QPO's) auf

dem horizontalen Ast entwickeln. Die mittlere Frequenz der Lorentz-Verteilung steigt von 1.2 auf 2.4 Hz an. Die QPO's bei 24 Hz sind nur auf dem horizontalen Ast bei niedriger Intensität zu sehen. Die LFN- und QPO-Komponenten verschwinden auf dem normalen Ast ganz. Auffallend ist die große Ähnlichkeit des VLFN auf beiden Ästen. Nur im Maximum der Intensität geht der VLFN fast auf den Rauschpegel zurück.

2.3.5. DIE MODULATION DES RÖNTGENSIGNALS MIT EINER PERIODE VON 1.4 H

In den Daten der Beobachtung (a) ist eine auffällige Modulation des Röntgensignals nach dem Flare zu sehen. Auch während der zweiten Beobachtung (b) ist eine Modulation mit einer ähnlichen Zeitskala zu erkennen (Langmeier et al. 1985). Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der genauen Analyse und Vermessung dieser Modulation. Wir benützten dazu zwei Methoden, die im Abschnitt 1.3 vorgestellt wurden, *Epoch-Folding* und die Autokorrelationsanalyse.

Das *Epoch-Folding* wurde benützt, um die Datensätze (b) und (c) gemeinsam bearbeiten zu können, trotz der großen Datenlücke von 22 h. Als Vorbereitung, besonders wegen der Empfindlichkeit des *Epoch-Folding* für lineare Trends in Datensätzen, wurde ein Polynom zweiten Grades mit einem "least square"-Algorithmus den Daten angepaßt. Zu den Residuen dieser Anpassung wurde der Mittelwert der Zählrate addiert und somit von Trends freie Datensätze erzeugt. Die folgenden Analysen beziehen sich also auf die Residua der Polynome.

Die Untersuchung wurde auf einem Frequenzraster mit äquidistanten Testfrequenzen im Bereich $1.5 - 4.0 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ durchgeführt. Die Lichtkurve wurde mit diesen Testperioden gefaltet. Anschließend errechneten wir den Ausdruck $S = \sum_{j=1}^n \frac{(R_j - \bar{R})^2}{\sigma_j^2}$, wobei R_j die Zählrate im j-ten Phasenbin ist, σ_j der zugehörige Fehler und $\bar{R}$ die mittlere Zählrate. Die Größe S ist bei Abwesenheit von periodischen oder aperiodischen Veränderungen des Signals χ^2_{n-1} -verteilt (siehe Abschnitt 1.3.). Bei 25 Phasenbins ist der Erwartungswert für s, $\bar{S} = 24$. χ^2 -Verteilungen für eine große Anzahl von Freiheitsgraden nähern sich der Normalverteilung. Deshalb wurde der Fehler für S mit $\Delta S \approx \sqrt{\bar{S}} \approx 5$ gesetzt. Bild 2.22 zeigt das Ergebnis der Untersuchung. Der S-Wert übersteigt bei allen untersuchten Frequenzen den Erwartungswert $\bar{S}$. Dies ist auf die bekannten aperiodische Fluktuationen des Röntgensignals bei LMXB's in allen Zeitbereichen (VLFN) zurückzuführen. Dem breiten Signal in der S-Verteilung wurde eine Gauß-Funktion angepaßt. Die mittlere Periode beträgt 5400 Sekunden und die Breite der Verteilung 1000 Sekunden. Diese Breite ist eine Folge der endlichen Beobachtungszeit. Man erwartet bei rechteckigem Pulsprofil eine Breite der χ^2 -Verteilung in der Periode von $\Delta P = P^2 / (2T_{obs})$ (Hasinger, 1984). Für die Parameter der Beobachtung (a) ergibt

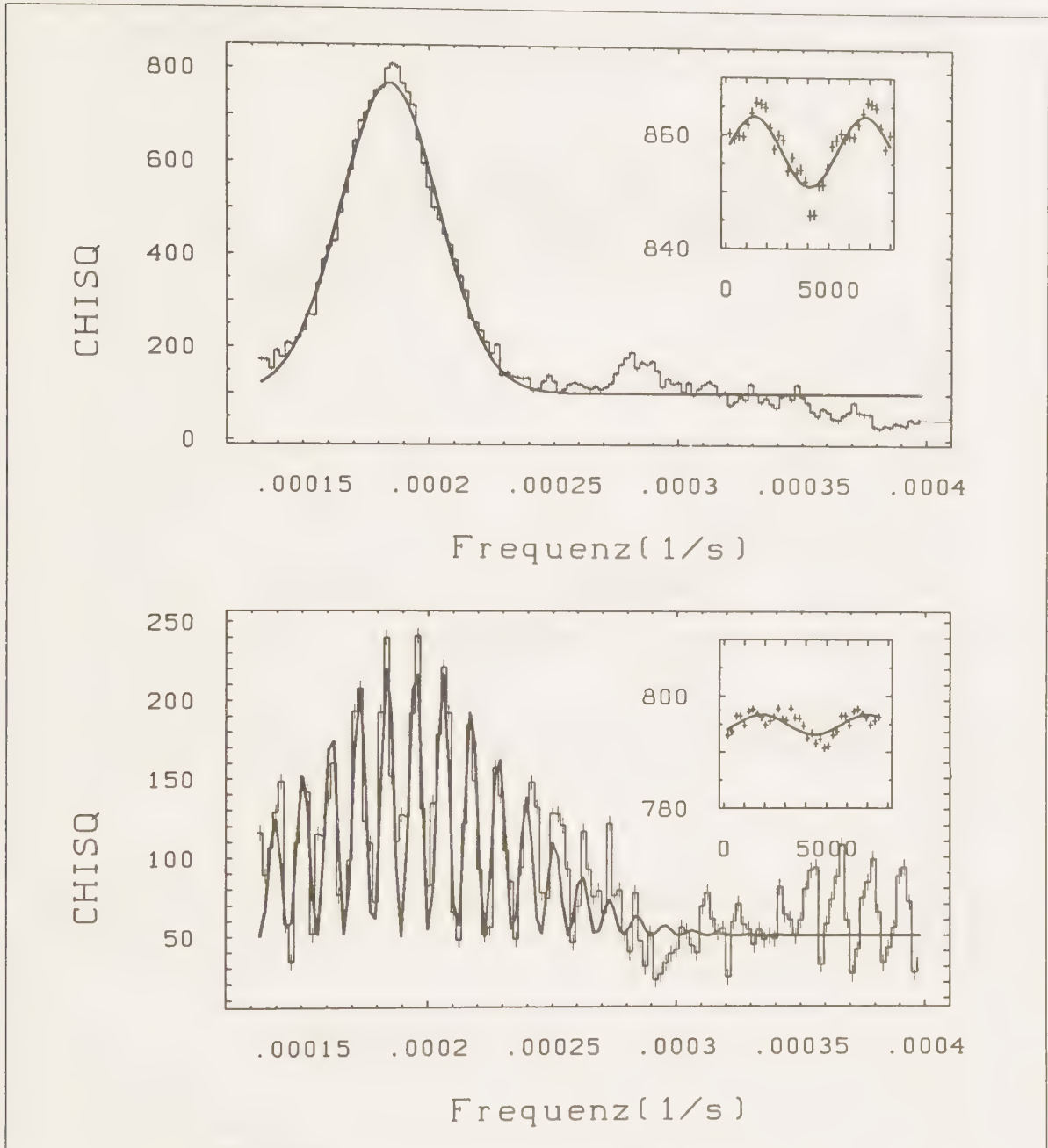


Abb. 2.22: Der S-Wert (χ^2), aufgetragen gegen die Testfrequenz. Die obere Darstellung ist die S-Verteilung des ersten Datensatzes (a). breite Verteilung hat eine Zentrumsfrequenz von 5400 s. Die durchgezogene Linie ist die Anpassung einer Gauß-Kurve. In der unteren Darstellung wird die χ^2 -Analyse der Datensätze (b) und (c) gezeigt. Durch die Datenlücke ist der χ^2 -Verteilung ein Schwebungsmuster aufmoduliert. Die eingefügten Zeichnungen zeigen die mit der besten Frequenz gefalteten Lichtkurven. Die Skalen sind bei beiden Zeichnungen identisch. Auf der X-Achse ist jeweils die Phase in Sekunden aufgetragen. Die Einheiten auf der Y-Achse sind cnts s^{-1} .

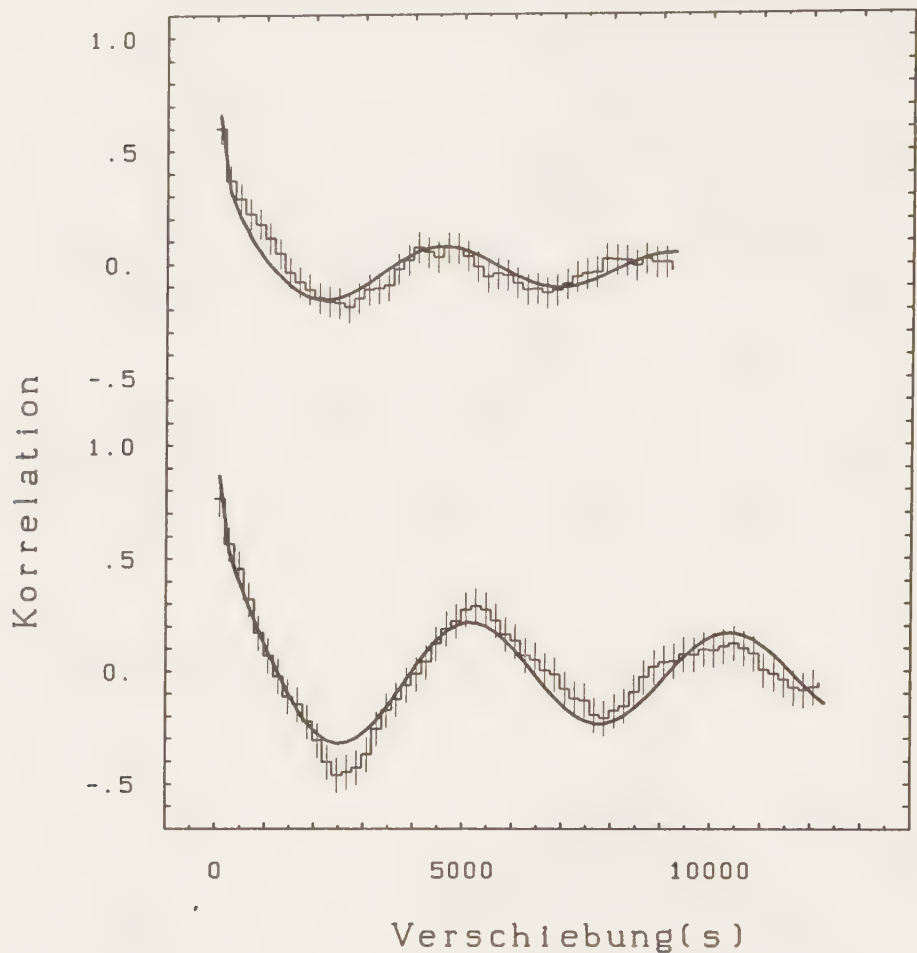


Abb. 2.23: Die Autokorrelationsfunktionen der Datensätze (a) und (c) (oben) von GX17+2. Die Anpassung der ACF mit einer gedämpften Kosinusfunktion zeigt, daß die gefundene Modulation des Röntgensignals nahezu sinusförmig ist.

ANALYSE DER 1.4 STUNDEN MODULATION			
Obs. ID	a	b	c
F _{aut} ...	5200 ± 160 s	...	4700 ± 460 s
F _{fol}	5400 ± 500 s		5200 ± 200 s

Tab. 2.7: Die Perioden für die einzelnen Datensätze und Methoden

dies eine Breite von 580 Sekunden.

Die Datensätze (b) und (c) liegen nur 22 Stunden getrennt und konnten deshalb gemeinsam gefaltet werden. Durch die große Datenlücke bekommt die χ^2 -Verteilung ein charakteristisches Interferenzmuster. Beträgt die Testperiode ein

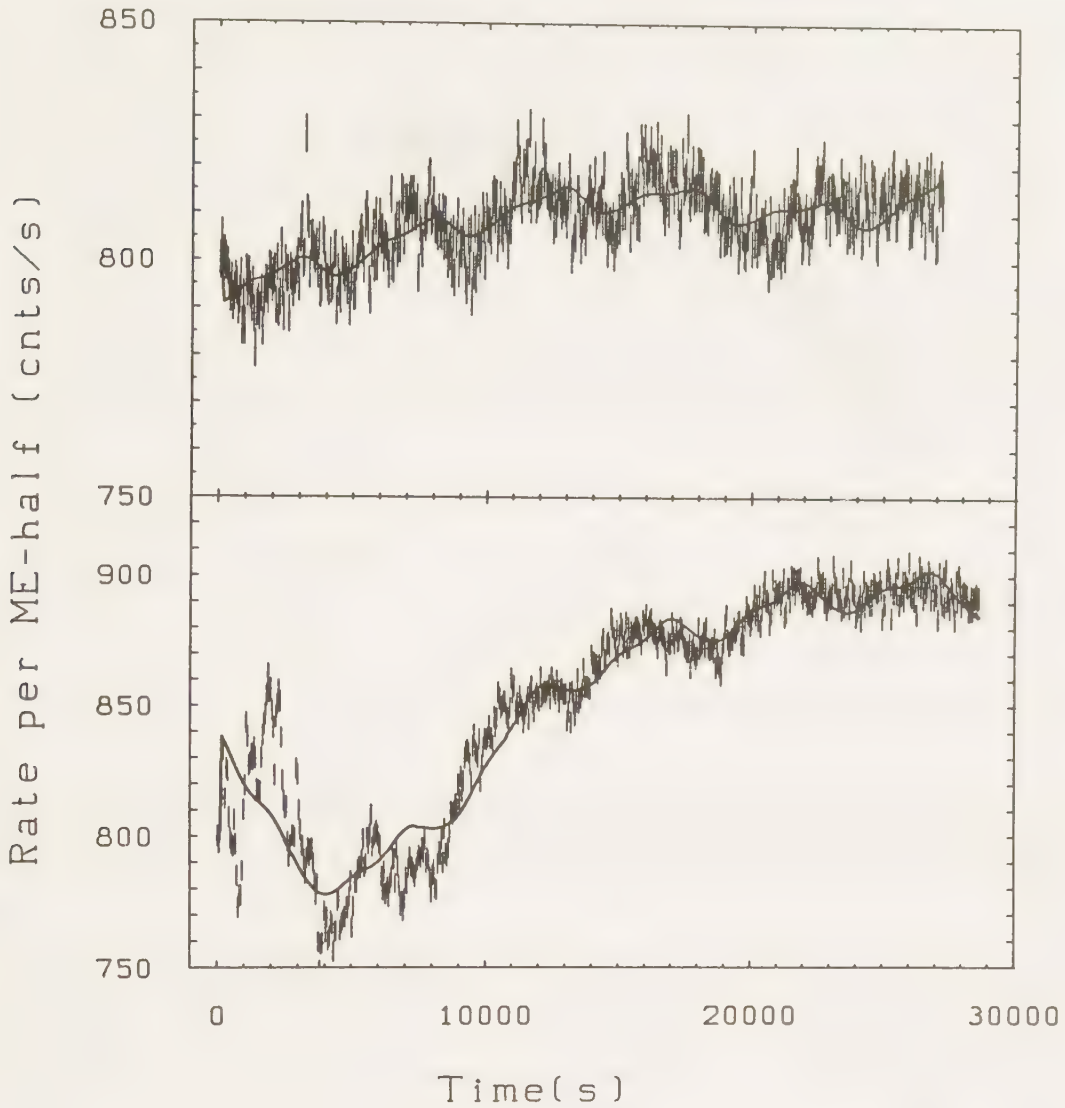


Abb. 2.24: Die Daten (Kreuze) mit dem Modell (dicke Linie), das aus der gefalteten Lichtkurve und dem Polynom, das die sekularen Trends aus den Daten entfernt, besteht. Oben ist Beobachtung (b) und unten Beobachtung (a) aufgetragen.

ganzzahliges Vielfaches der Datenlücke, tritt ein Maximum unter der gaußförmigen Einhüllenden auf. Die Hauptmaxima entsprechen den Perioden $P = T_{gap}/N$; $N \in \{12, 17\}$. An diese Verteilung wurde eine Funktion vom Typ $\sin^2(x) \exp(-x^2/2)$ angepaßt. Die Zentrumsfrequenz der einhüllenden Gauß-Kurve wurde als beste Periode zu 5200 ± 200 s bestimmt. In Bild 2.22 sind die mit der besten Periode gefalteten Lichtkurven in den kleinen Zeichnungen in der rechten oberen Ecke der jeweiligen Darstellung eingetragen. Der Vergleich mit einer sinusförmigen Welle

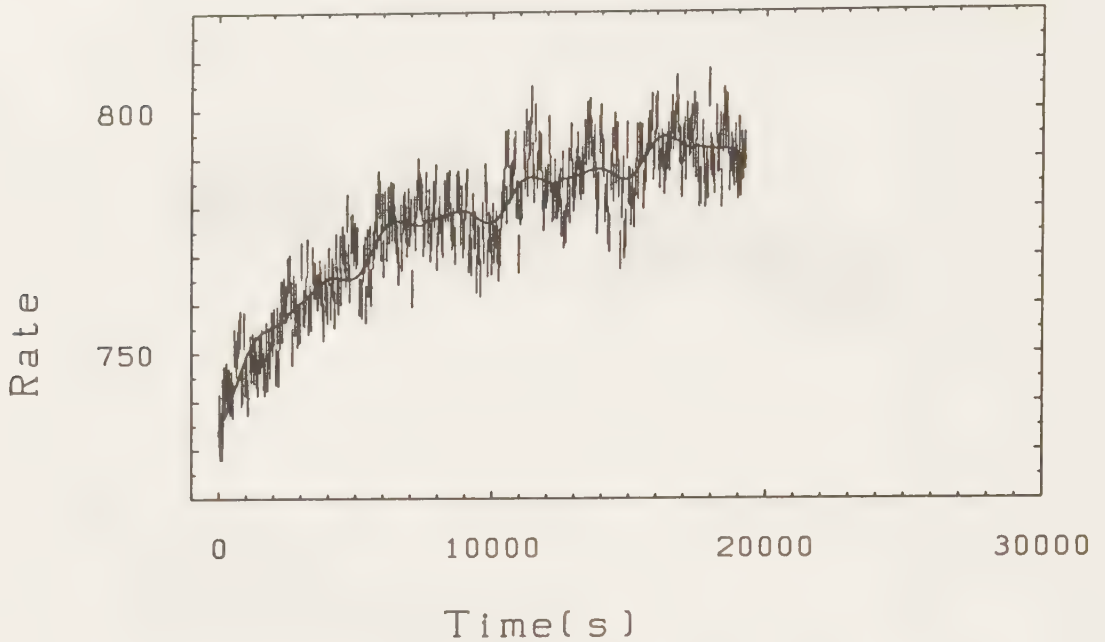


Abb. 2.25: Die Daten und das Modell für Beobachtung (c).

der gleichen Frequenz zeigt den harmonischen Charakter der Modulation. Die Modulation des Signals in Beobachtung (a) lag bei 2 %, die der Beobachtung (b),(c) bei 1%.

Mit der Autokorrelationsanalyse, einer vom *Epoch-Folding* unabhängigen Methode, wurde die Periode nochmals bestimmt. Die Autokorrelationsfunktion wurde über Fouriertransformationen als Faltung des Datensatzes mit sich selbst errechnet. Bild 2.23 zeigt die ACF's der Datensätze (c) (oben) und (a) unten. Auf der Y-Achse ist $A(t)/A(0)$ aufgetragen. Die ACF ist auf 1 normiert. Datensatz (b) war der Analyse nicht zugänglich, da das Signal zu schwach war. Die Fehler der ACF wurden über den Mittelwert der Zählrate abgeschätzt. $A(t)$ ist im diskreten Fall durch $A(t') = \sum_{j=1}^n R(t_j) \cdot R(t_j - t')$ gegeben. Setzt man $R(t)$ zu $R(t) \approx \bar{R}$ und den Fehler von $R(t)$ zu $\sqrt{R(t)}$, so ergibt sich für A ein Fehler von $\Delta A \approx \sqrt{2\bar{R}^3}$. Mit diesem Fehler an der ACF wurde eine Anpassung mit einem gedämpften Kosinus durchgeführt. Das Modell mit dem niedrigsten χ^2 ist in Bild 2.23 als durchgezogene Linie eingetragen. Für die Autokorrelationsfunktion des Datensatzes (c) war die beste Periode 4700 ± 460 Sekunden, die des Datensatzes (a) 5200 ± 160 Sekunden.

Die Bilder 2.24 und 2.25 zeigen die Daten der Beobachtungen (a)-(c) zusammen mit dem “Zweikomponenten”-Modell, dem Polynom mit der phasengerecht addierten Lichtkurve. Zur Erstellung dieser Zeichnungen wurden die trendfreien Daten mit der insgesamt besten Periode von 5100 Sekunden (≈ 1.4 Stunden) gefaltet und zu dem Polynom, welches zur Trendreduzierung benutzt wurde, addiert. Die synthetischen Lichtkurven bestehen also aus zwei Komponenten. Die erste (Polynom) beschreibt das Ansteigen oder Abfallen der Zählrate im Bereich der Beobachtungsdauer. Die zweite ist die gefaltete Lichtkurve. Mit diesen beiden Komponenten gelingt eine sehr gute Beschreibung der Lichtkurve.

3

Die Beobachtungen von 4U1705-44

3.1. DIE RÖNTGENQUELLE 4U1705-44

4U1705-44 ist ein heller massearmer Röntgendoppelstern in der Richtung des galaktischen Zentrums. 4U1705-44 wurde von *Uhuru* entdeckt (Forman et al., 1978). Weitere Experimente wie *Ariel-V* (Wilson et al., 1977), *SAS-3* (Doxsey et al., 1977), *OSO 7* (Markert et al., 1979), *Copernicus* (Willmore et al., 1974) und *HEAO-I* (Reid et al., 1980) untersuchten die Quelle. 4U1705-44 zeigte sich stark variabel in kurzen Zeitskalen. Die Quelle zeigte Intensitätsänderungen von 25% in 2 Stunden (Forman et al., 1976). In längeren Zeitbereichen fluktuierten die beobachteten Intensitäten zwischen 0.3 und $6.8 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, gemessen im Energiebereich zwischen 2 und 11 keV (*Uhuru*-Band) (Bradt und McClintock, 1983). Parsignault und Grindlay (1978) fanden mit den Daten des *ANS* Experimentes eine Beziehung zwischen der Härte des Energiespektrums und der Intensität der Quelle, ein Phänomen, das zuerst bei Sco X-1 beobachtet wurde (White et al., 1976). Zur Beschreibung des thermischen Energiespektrums war als zusätzliche Komponente eine Eisenemissionslinie bei 6.4 keV nötig. Ponman (1982) schloß aus 18 parametrisierten Eigenschaften von 4U1705-44, daß dieser LMXB eine Kandidat für einen Burster wäre; außerdem fand er die Aktivität der Quelle korreliert mit der Röntgenhelligkeit. Friedhorsky (1986a) fand eine Periode mit einer Länge von 222 Tagen in den Daten des *Vela-5B* Satelliten.

Die erste *EXOSAT*-Beobachtung während der Verifikationsphase des Satelliten zeigte eine Quasiperiode des Röntgensignals von 1.3 Stunden (Langmeier et al., 1985a). Das Energiespektrum von 4U1705-44 wurde am besten mit einem Boltzman-Wien-Modell und einer Eisenemissionslinie bei $6.7 \pm 0.05 \text{ keV}$ mit einer Äquivalentbreite von $109 \pm 22 \text{ eV}$ beschrieben (White et al., 1986b; Langmeier et al., 1985a). Versuche, 4U1705-44 optisch zu identifizieren, scheiterten bisher (siehe auch Reid et al., 1980).

In diesem Kapitel werden zunächst die *EXOSAT*-Beobachtungen vorgestellt. In Abschnitt 3.3 wird die Datenanalyse beschrieben. Die Suche nach schnellen, kohärenten Pulsationen steht am Beginn dieses Abschnitts. Es folgen die Untersuchungen des VLFN, LFN und die Suche nach QPO's. Die spektrale Analyse der ME-Daten und die Untersuchung der H-I-Relation schließen das Kapitel ab.

3.2. DIE EXOSAT-BEOBACHTUNGEN

In dieser Arbeit wird ein Satz von vier EXOSAT-Beobachtungen der Röntgenquelle 4U1705-44 ausgewertet. 4U1705-44 konnte in verschiedenen Intensitätsstufen beobachtet werden. Der Fluß im 1-11 keV Band variierte von 0.7 bis $8.3 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die Beobachtungen. Sie enthält die Beobachtungsdauer und die Intensität im EXOSAT-ME-Argon-Band. Die Daten, die im folgenden analysiert werden, stammen vom Mittelenergieexperiment und dem Niederenergie-Teleskop in Verbindung mit dem CMA-Detektor. Beobachtung (a) wurde während der Verifikationsphase des Satelliten durchgeführt. Wie bei GX17+2 standen uns von der Verifikationsbeobachtung nur die ME-Daten zur Verfügung. Beobachtung (d) fand während des letzten EXOSAT-Orbits statt. Die Pointierung war in dieser Beobachtung nicht mehr stabil. Fluktuationen im Bereich von Minuten könnten durch Schwankungen des Satelliten verursacht sein. Die Daten dieser Beobachtung wurden deshalb von der Zeitanalyse ausgeschlossen.

Die hohe Telemetrierate, die zur Übertragung der LE-Daten benötigt wurde, beschränkte die Zeitauflösung der ME-Daten. Deshalb war das Teleskop nur zeitweise während Beobachtung (b) in Betrieb.

ZUSAMMENFASSUNG DER BEOBACHTUNGEN

Obs. ID	Datum, Startzeit		Dauer	Intensität	N_{burst}	$Rate_{burst}$
	UT		Stunden	$\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$		h^{-1}
a	1983 Juli 30	2:50	8:21	$10.7 \cdot 10^{-9}$	0	
b	1985 Sept 11	9:30	27:19	$1.3 \cdot 10^{-9}$	17	0.5
c	1985 Okt 3	17:47	16:43	$2.3 \cdot 10^{-9}$	3	0.24
d	1986 April 7	8:20	16:40	$1.8 \cdot 10^{-9}$	4	0.17

Intensitäten gelten für das 1 bis 11 keV Energieband

Tab. 3.1: Die Liste der mit EXOSAT durchgeführten Beobachtungen von 4U1705-44.

3.2.1. DIE MESSUNGEN DES ME-EXPERIMENTS

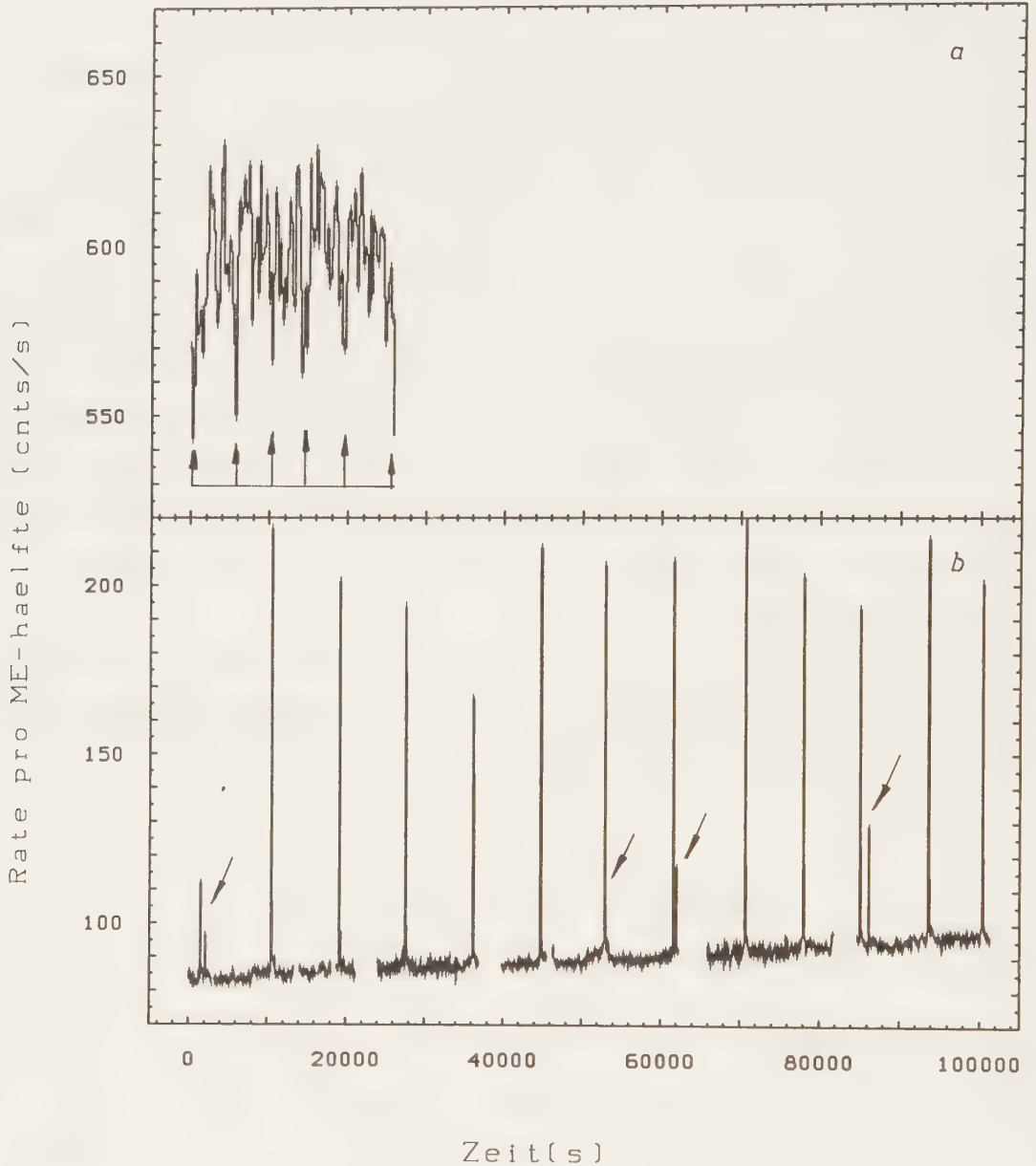


Abb. 3.1: Die Lichtkurven der Beobachtung (a) sind im oberen und die ersten Burstbeobachtung (b) im unteren Rahmen dargestellt. Ein Datenpunkt ist jeweils über 100 s integriert. Die Daten sind nicht auf Totzeiteffekte korrigiert und der konstante Hintergrund von $\sim 80 \text{ cnts s}^{-1}$ ist nicht subtrahiert. Die Pfeile in der unteren Zeichnung markieren "Doppelbursts". Die Pfeile in der oberen Zeichnung weisen auf die quasiperiodischen Intensitätsminima hin.

In Bild 3.1 und Bild 3.2 sind die Lichtkurven der einzelnen Beobachtungen

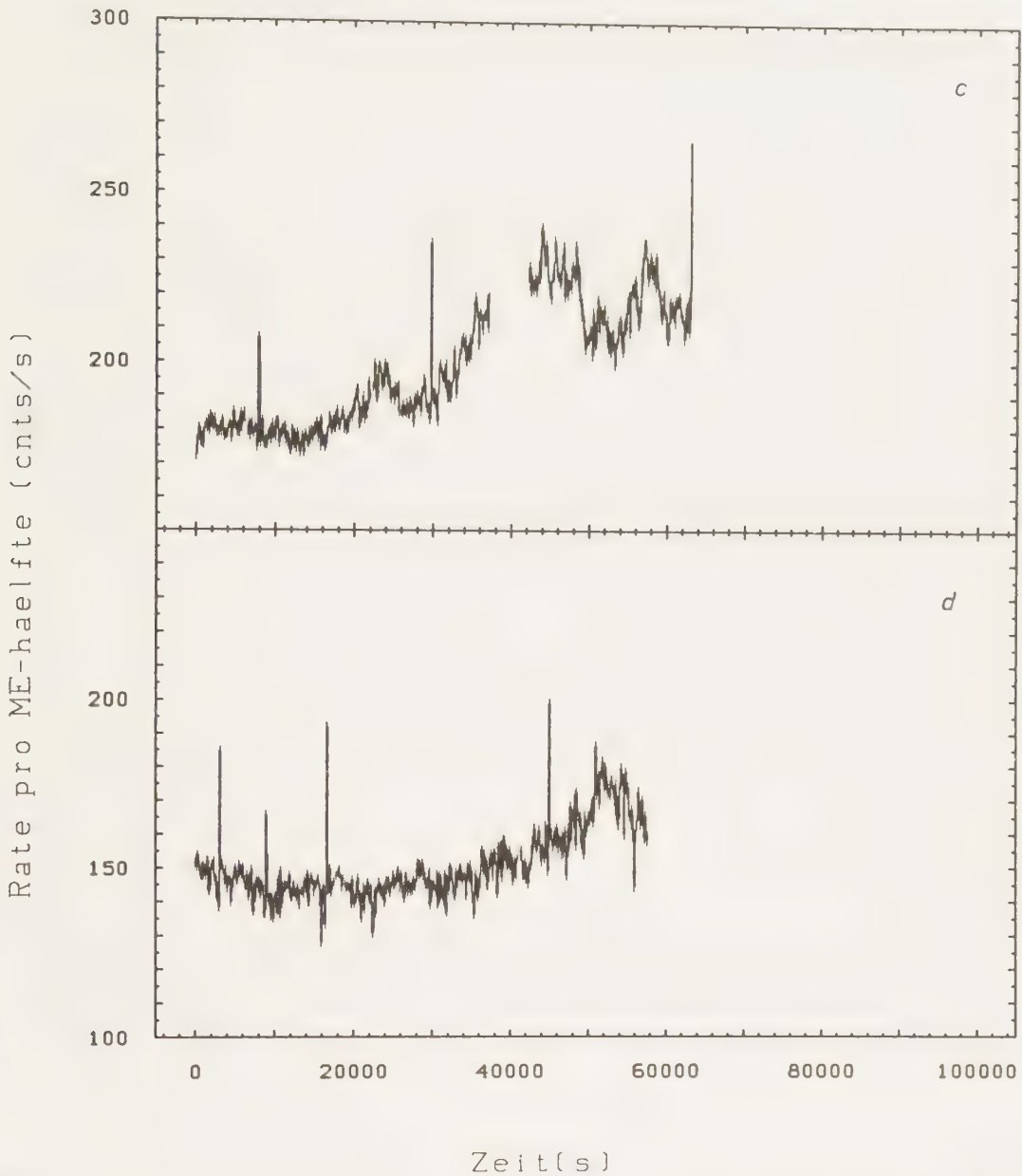


Abb. 3.2: Die Lichtkurven der beiden letzten EXOSAT-Beobachtungen von 4U1705-44. Die Zählraten der Beobachtung (c) sind im oberen, die der Beobachtung (d) im unteren Rahmen gegen die Zeit aufgetragen. Ein Datenpunkt ist jeweils über 100 s integriert. Die Daten sind nicht korrigiert auf Totzeiteffekte und der konstante Hintergrund von $\sim 30 \text{ cnts s}^{-1}$ ist nicht subtrahiert.

dargestellt. Die Raten sind normiert auf cnts s^{-1} pro halbem Experiment (vier ME-Detektoren). Die konstante Hintergrundrate ist nicht abgezogen und die Raten sind nicht auf Totzeit korrigiert. Bei den vorliegenden Intensitäten bewegt sich die Totzeitkorrektur bei 10 %. Die Skalen in den Abbildungen sind identisch,

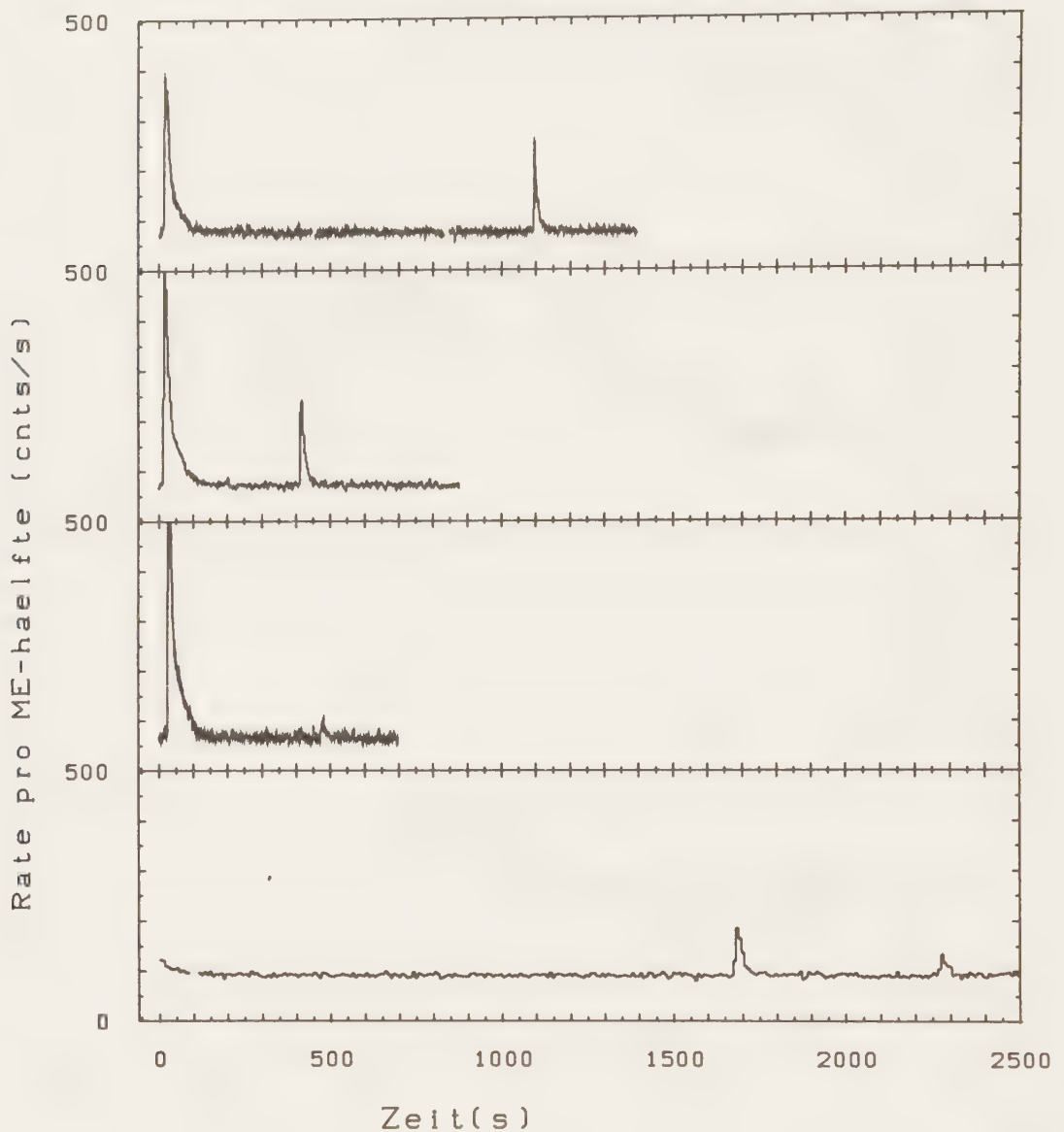


Abb. 3.3: Die detaillierten Lichtkurven der Bursts aus Bild 3.1.b mit kurzer Wartezeit, beobachtet am 11. Sept. 1985. Die beiden Bursts im untersten Rahmen hatten wahrscheinlich einen Vorgänger, der kurz vor Beginn der Beobachtung stattfand, und dessen Ende gerade noch zu sehen ist.

die Nullpunkte sind jedoch unterdrückt.

Beobachtung (a) Bild 3.1.a wurde während der EXOSAT-Verifikationsphase durchgeführt. Es sind Anzeichen von quasiperiodischen Intensitätsminimas vorhanden (Langmeier et al., 1985a). Die Minimas sind durch Pfeile gekennzeichnet. Es sind keine Bursts zu sehen. Da aber die Beobachtungsdauer nur 8.5 Stun-

den betrug, kann eine irreguläre Burstaktivität mit einer größeren Wartezeit nicht ausgeschlossen werden. Diese Beobachtung zeigt die größten Fluktuationen der kontinuierlichen Intensität. Während der 24 Stunden der EXOSAT-Beobachtung am 11 September 1985 konnten insgesamt 17 Bursts gesehen werden (Sztajno et al., 1986b, Langmeier et al., 1987). Es war das erste Mal, daß von 4U1705-44 Bursts gesehen wurden. Die 13 Bursts, welche in dem nahezu regulären Zeitabstand von 2 Stunden beobachtet wurden, hatten eine 3-4 Sekunden dauernde Anstiegszeit, ein Maximum von 3 bis 4 Sekunden Länge und eine verhältnismäßig lange Abklingzeit von 100 sec. Vier der siebzehn Bursts wurden mit einer Wartezeit von 300, 400, 550 und 1100 Sekunden nach einem "Hauptburst" gesehen (Langmeier et al., 1987). In Abbildung Bild 3.3 ist diese bemerkenswerten Burstaktivität dargestellt. Der Beobachtung (b) ging wahrscheinlich ein Burst voraus, dessen Ende in Bild 3.3 (unterer Rahmen) noch zu sehen ist. Es handelt sich also höchstwahrscheinlich um einen Dreifachburst. Bei diesen Bursts mit kurzer Wartezeit war die abgestrahlte Gesamtenergie immer kleiner als bei den vorausgegangenen "Hauptbursts". Außerdem zeigten sie eine wesentlich kürzere Abklingzeit (~ 30 Sekunden).

Die nächsten beiden Beobachtungen (c,d) zeigten ebenfalls Burstaktivität, aber mit einer wesentlich geringeren Frequenz. Die Zeitintervalle zwischen den Bursts sind zwischen 2 und 9 Stunden lang. Verglichen mit der vorangehenden Beobachtung (b) ist der kontinuierliche Fluß um einen Faktor 2 höher und die Variabilität ist stärker.

3.2.2. DIE LANGZEITVARIATIONEN VON 4U1705-44

Priedhorsky (1986a) fand mit den Daten des *Vela-5B* Satelliten, der 4U1705-44 über einen Zeitraum von 5 Jahren beobachtet hatte, eine Quasiperiode von 222 Tagen. Der Röntgenfluß zeigt, ähnlich wie bei den SU-UMa-kataklysmischen Variablen, langandauernde Helligkeitsausbrüche, welche mit fast konstanter Periode auftreten. *Vela-5B* beobachtete mit dem XC X-ray-Monitor im Energiebereich von 3 bis 12 keV. Die Rate von 1 cnts s^{-1} entspricht bei diesem Instrument einem

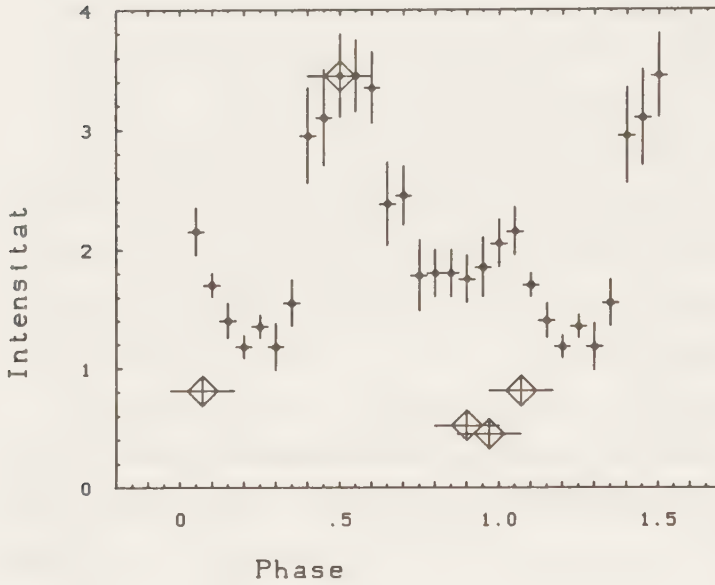


Abb. 3.4: Der Vergleich der von Priedhorsky (1986a) gefundenen Periode von 222 Tagen mit den vier EXOSAT-Beobachtungen. Die Rauten symbolisieren die EXOSAT-Meßpunkte. Die Intensität ist in cnts s^{-1} gegeben.

Fluß von $4.5 \cdot 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Maximumsraten lagen bei 20 cnts s^{-1} , was einem Fluß von $\sim 10 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entspricht. Das Flußminimum lag bei $\sim 1 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Das von *Vela-5B* beobachtete Minimum und Maximum des Röntgenflusses ist damit den von EXOSAT beobachteten ungefähr gleich (vgl. Tab.3.1). Wir setzten das Maximum unserer Beobachtungen mit dem Maximum in der Lichtkurve von Priedhorsky gleich, und erhielten so die Phase und die Skala, um beide Beobachtungsserien zu vergleichen. Das Ergebnis ist in Bild 3.4 gezeigt. Die Kreuze symbolisieren die von *Vela-5B* gemessenen Raten in cnts s^{-1} . Die Rauten symbolisieren die EXOSAT-Flüsse. Sie sind konsistent mit der vorgeschlagenen Periode von 222 Tagen. Die Verwandtschaft von 4U1705-44 mit anderen langperiodischen LMXB's wie 4U1820-30 (Priedhorsky et al., 1983) oder EXO0748-676 (Gottwald et al., 1986) beschränkt sich nicht nur auf den Aspekt der Helligkeitsänderungen. Diese Systeme zeigen wie 4U1705-44 eine Korrelation des Burstverhaltens mit der Intensität.

3.2.3. DIE MESSUNGEN DES LE-EXPERIMENTS

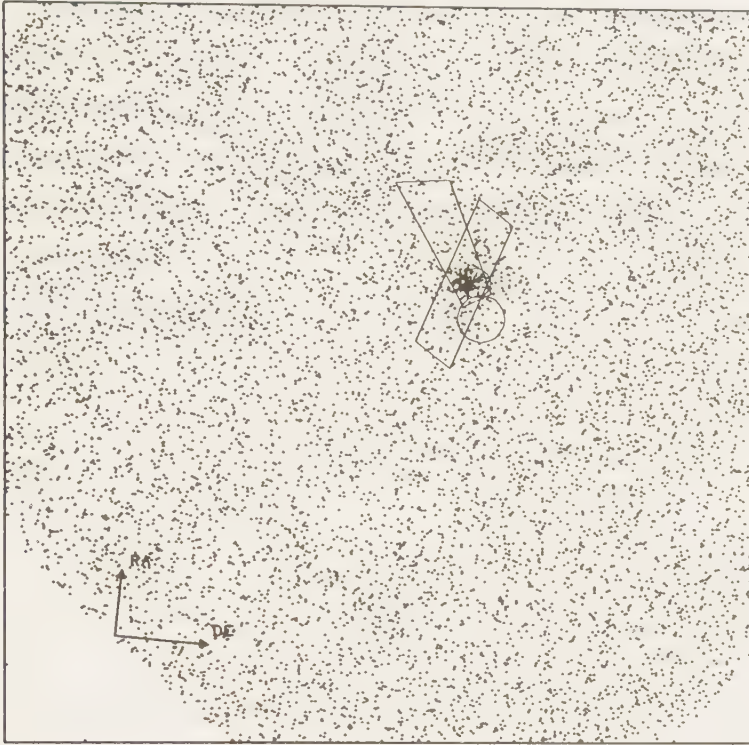


Abb. 3.5: Das CMA-Bild von 4U1705 gesehen durch den Lexan-Filter. Die eingezeichnete Raute ist die Uhuru-, das Parallelogramm die HEAO-I-Fehlerbox. Der Fehlerzirkel von SAS-3 ist durch den großen Kreis, der von ARIEL-V durch einen kleinen Kreis dargestellt. Die Länge des DE-Pfeils beträgt $2'$, die des RA-Pfeils $8''$.

POSITION, FILTER UND ZÄHLRATE

Obs. ID	Filter	Zählrate cnts s^{-1}	Position (1950)	
			RA	DEC
b	Lexan(thin)	$1.41 \pm 0.06 \cdot 10^{-2}$	$17^{\text{h}}05^{\text{m}}18.0^{\text{s}}$	$-44^{\circ}02'17.4''$

Tab. 3.2: Die Position und der weiche Röntgenfluß von 4U1705-44

Während der Beobachtung (b) von 4U1705-44 war das LE-Experiment mit dem CMA-Detektor für die Dauer von $6 \cdot 10^4$ s in Betrieb. Die Beobachtungen wurden, da ein kleiner Fluß erwartet wurde, nur mit dem empfindlichen Lexan-Filter durchgeführt. In Bild 3.5 ist das CMA-Bild mit den Fehlerboxen einiger wichtiger Röntgensatelliten dargestellt. Die Orientierung des Bildes ist durch die beiden Pfeile in der linken unteren Ecke gegeben. Der Rektaszensionspfeil (RA) ist $8''$ lang, der Deklinationspfeil (DE) hat eine Länge von $2'$. Die eingezeichnete Raute ist die Uhuru- (Forman et al. 1978), das Parallelogramm die HEAO-I-Fehlerbox (Reid et al., 1980) Der Fehlerzirkel von SAS-3 (Doxsey et al., 1977) ist durch den großen Kreis, der von ARIEL-V (Wilson et al., 1977) durch den

kleinen Kreis dargestellt. Die totale Anzahl der registrierten Quellphotonen ist 854. Damit betrug die durchschnittliche Zählrate $1.41 \pm 0.06 \cdot 10^{-2} \text{ cnts s}^{-1}$. Dieser Wert ist korrigiert auf Totzeit, die Hintergrundrate ist subtrahiert und der Abschneideeffekt der Detektorelektronik ist berücksichtigt. Die Position des Schwerpunkts der Photonenverteilung liegt bei $\alpha_{1950} = 17^h 05^m 18.0^s$ Rektaszension (RA) und $\delta_{1950} = -44^\circ 02' 17.4''$ Deklination (DE). Die Position stimmt auf $8''$ mit der Katalogposition (Bradt und McClintock, 1984) überein, die selbst einen Fehler von $20''$ hat. Die gefundene Position liegt genau im Überschneidungsbereich der *Uhuru*-, *HEAO-I* und *Ariel-V*-Fehlerboxen.

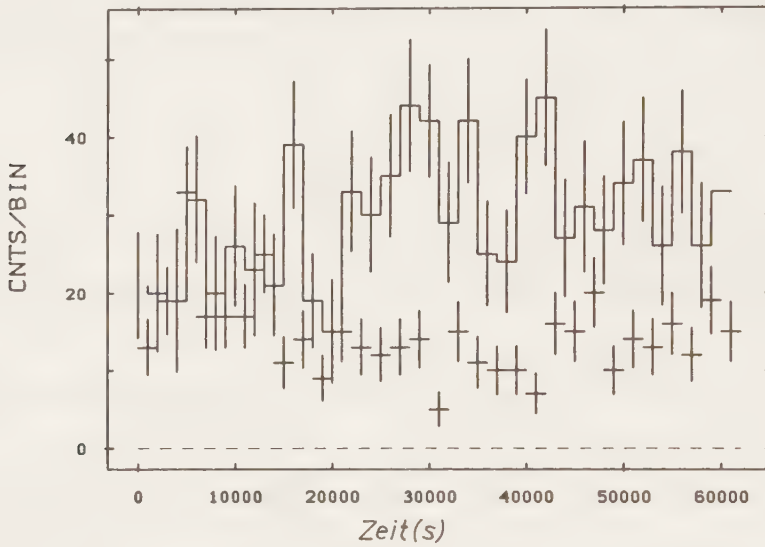


Abb. 3.6: Die LE-Lichtkurve von 4U1705-44. Das Histogramm im oberen Rahmen zeigt die korrigierte Lichtkurve. Die durch Kreuze symbolisierte Hintergrundrate ist davon abgezogen. Die Totzeiteffekte und Abschneideeffekte der Detektorelektronik sind berücksichtigt.

Die Lichtkurve ist in Bild 3.6 zu sehen. Der Fluß im Energiebereich des *Lexan*-Filters ($0.2\text{-}1.1 \text{ keV}$) war innerhalb der statistischen Fehler konstant. Die im ME-Experiment registrierten Bursts konnten auch bei kürzerer Integrationszeit nicht gesehen werden. Ein leichtes Ansteigen der Intensität, wie es auch mit dem ME-Experiment gemessen wurde, deutet sich an. Die Variabilität der weichen Röntgenemission wurde mit dem gleichen Verfahren wie bei GX17+2 getestet (siehe 1.3.3.). Die Likelihood für β im Modell $\lambda(t) = e^{\alpha + \beta t}$ ist in Bild 3.7. gegen β aufgetragen. Die maximale Likelihood liegt bei $\beta = 0.21 \pm 0.21$. Die LE-Lichtkurve ist also als konstant zu betrachten.

Die Zählrate ist um einen Faktor 10 niedriger als die *Lexan*-Rate von GX17+2. Dies deutet auf eine, selbst für die Verhältnisse in der galaktischen Ebene hohe Wasserstoffsäulendichte hin, geht man von der ungefähr gleichen Entfernung der beiden Röntgenquellen aus. In dieser Tatsache liegt wohl auch die bisher erfolglose Suche nach dem optischen Begleiter begründet. Auf den photographischen Platten dieser Region (z.B. Wilson et al., 1978) sind nur wenige Feldsterne sichtbar.

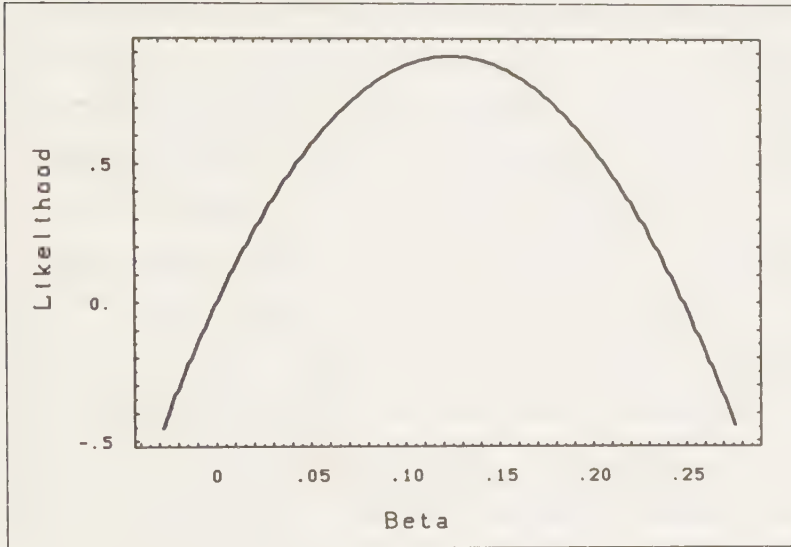


Abb. 3.7: Die Likelihood für die Werte von β im Modell $\lambda(t) = e^{\alpha+\beta t}$. Der wahrscheinlichste Wert für β liegt nur 1σ von 0 entfernt. Die Lichtkurve ist konstant.

3.3. ERGEBNISSE DER DATENANALYSE

3.3.1. DIE SUCHE NACH KOHÄRENTEN PULSATIONEN

Für die Suche nach kohärenten Pulsation im Millisekundenbereich wurden zwei spezielle Telemetriemoden, HTR4 und HTR5, geschaffen. Teile der Beobachtungen von 4U1705-44 wurden in diesen Moden durchgeführt. Der T4-Mode erlaubt eine Zeitauflösung von $1/4096 \sim 0.25 \cdot 10^{-3}$ Sekunden. Allerdings kann in diesem Mode pro Zeitbin nur 1 Photon gezählt werden. Dieser Umstand und die Totzeit, die durch das Auslesen der Zwischenspeicher entstand, verursachten eine erhebliche, frequenzabhängige Totzeit (Tennant, 1987a). Der T4-Mode erlaubt es, einen Energiebereich auszuwählen, in dem die Daten gesammelt werden. Für die vorliegenden Beobachtungen im T4-Mode ist das Energiefenster auf 2-12 keV gesetzt. Darunter und darüber ist wegen des Spektrums von 4U1705-44 und der Ansprechempfindlichkeit von EXOSAT kein wesentlicher Quellfluß mehr vorhanden. Der T5-Mode erlaubt ebenso wie der T4-Mode eine hohe Zeitaufösung (bis $1/1024 \sim 1$ msec). Im T5-Mode wird allerdings nur die Gesamtrate gesammelt und übertragen. Eine Einschränkung auf ein Energiefenster läßt sich nicht durchführen. Nur die Wahl zwischen Argon- und Xenon- Gesamtrate ist möglich. Der T5-Mode ist nahezu frei von Totzeiteffekten. Die Analysemethode ist der in Kapitel 1.3 besprochenen gleich.

OBERE GRENZEN FÜR DEN GEPULSTEN FLUSS
IM ENERGIEBEREICH 2-12 keV

ID	Suche	AMPLITUDE		
		10 s^{-1}	512 s^{-1}	1024 s^{-1}
b	s	0.09	0.10	0.14
b	l	0.02	0.03	0.04

Tab. 3.3: Die oberen Grenzen für die Amplituden von kohärenten Pulsationen in der Beobachtung (b). Für die Untersuchung (s) wurden 12400 FFT's gemittelt und auf Totzeit korrigiert. Die oberen Grenzen gelten für die Quellphotonen. Die Art der Suche, (s) oder (l), ist in Abschnitt 2.3.3. beschrieben.

In Tab.3.3. ist das Ergebnis der Auswertung der HTR4-Daten der Beobach-

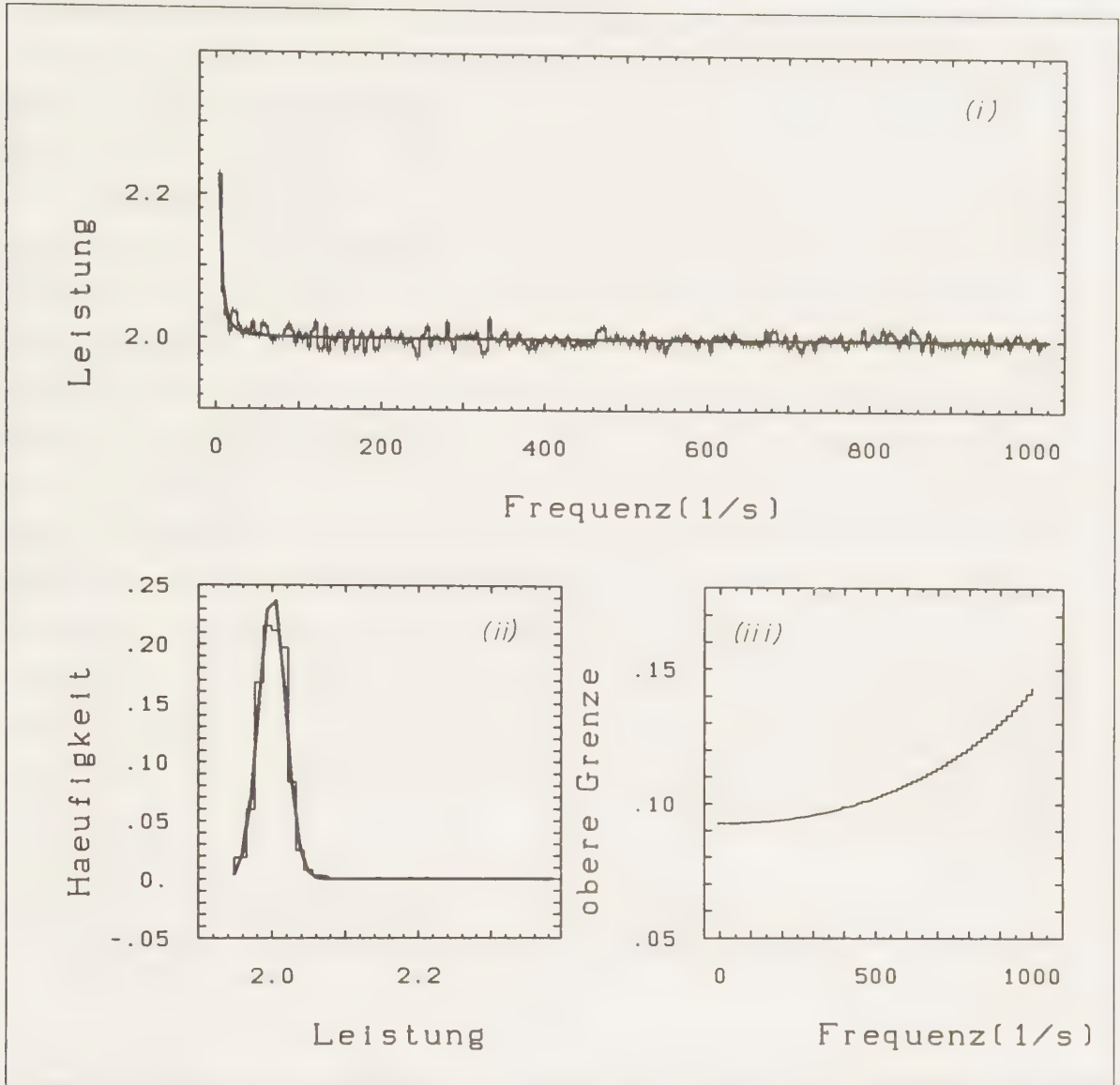


Abb. 9.8: Das Leistungsspektrum (i), dessen χ^2 -Verteilung (ii) und die oberen Grenzen (iii) für den gepulsten Fluß der Gesamtrate.

tung (b) gelistet. Die Zeitauflösung lag bei 0.5 msec. Damit betrug die Nyquistfrequenz 1 kHz. Die Leistungsspektrum sind auf Totzeit korrigiert, ihr durchschnittlicher Wert betrug 0.964. Für das Gesamtspektrum wurden 12400 Einzelspektren addiert und gemittelt. Die Binbreite im Frequenzraum war 1 Hz. Das Signal einer möglichen Rotationsperiode sollte nach Abschnitt 2.3.3 in einem, oder zumindest auf wenige Bins im Leistungsspektrum verteilt sein und eine scharfe Linie bilden. Die höchste gemessene Leistung war 25589.3 bei einer oberen Grenze von 29735 bei

$C_1 = 0.99$ (siehe Abschnitt 1.3.3). Da die ersten 10 Punkte des Leistungsspektrum eine systematische Erhöhung des Signals zeigten, die auf LFN zurückzuführen ist, wurde dieser Frequenzbereich von der Suche ausgeschlossen. Es konnten keine kohärenten Pulsationen gefunden werden. In Bild 3.8 ist das korrigierte Leistungsspektrum dargestellt. Im Bereich von 1 bis 10 Hz ist LFN erkennbar. Die Y-Skala reicht bis 2.39, dem Schwellenwert für die Entdeckung von Oszillationen mit einer Sicherheit von $C_1 = 0.99$, in Einheiten von χ^2/FFT . Die Verteilung der Amplituden hat die gleiche Skala auf der X-Achse. Die oberen Grenzen, dargestellt in Bild 3.8,(iii) gelten für die Modulation des gesamten Signals. Der Hintergrund während dieses Teils der Beobachtung (b), die coaligned durchgeführt wurde, lag bei 70 cnts s^{-1} und die Rate der Quelle bei 90 cnts s^{-1} . In Tab.3.1. sind die oberen Grenzen für die Modulation des Quellflusses gegeben. Die oberen Grenzen (~ 0.02) sind trotz einer Beobachtungsdauer von 12400 Sekunden hoch. Bisher wurden nur wenige Untersuchungen in dieser Weise durchgeführt (z.B. Leahy et al., 1983, Langmeier et al. 1985b, Mereghetti und Grindlay, 1987). Mereghetti und Grindlay fanden dabei mit Beobachtungen des *Einstein Observatories* von LMXB's obere Grenzen für den Frequenzbereich zwischen 1 und 1000 Hz von typischerweise 0.1 bis 0.25.

OBERE GRENZEN FÜR DEN GEPULSTEN FLUSS
IM ENERGIEBEREICH 1-25 KEV HTR3, HTR5

ID	Suche	Ar,Xe	AMPLITUDE		
			1 s^{-1}	64 s^{-1}	512 s^{-1}
a	s	Ar,Xe	0.013	0.02	
a	l	Ar,Xe	0.006	0.008	
c	s	Ar	0.021		0.034
c	l	Ar	0.012		0.018

Tab. 3.4: Die oberen Grenzen für die Amplituden von kohärenten Oszillationen in den Beobachtungen (a) und (c). Die oberen Grenzen gelten für die Quellphotonen. Die Art der Suche (s) oder (l) ist in Abschnitt 2.3.3. beschrieben.

3.3.2. DIE UNTERSUCHUNG DER APERIODISCHEN VARIABILITÄT

In den Leistungsspektrum wurden keine scharfen Linien gefunden. Doch ist am niederfrequenten Ende der Spektren ein deutliches Signal über dem Rauschniveau zu sehen. Dieser Befund ist typisch für die Bulgequellen, besonders für die hellen unter ihnen. Zur Untersuchung dieser aperiodischen, stochastischen Variabilität wurde für die ersten drei Beobachtungen von 4U1705-44 je ein Leistungsspektrum akkumuliert. Beobachtung (d) wurde wegen der instabilen Ausrichtung des Satelliten bei dieser Untersuchung nicht berücksichtigt. Die Experimentlänge T_E war nur durch die Beobachtungszeit oder die Burstaktivität begrenzt. Zeiten, in denen Bursts auftraten, wurden nicht analysiert. Bild 3.9. zeigt die Leistungsspektren mit den niederfrequenten Signalverteilungen. Die Analyse der Leistungsspektrum ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

Der VLFN ($\sim 1.-0.001\text{ Hz}$) ist als nichtperiodische, starke Fluktuation der Intensität über der Rauschschwelle schon in den Lichtkurven zu erkennen. Die Analyse der Spektren zeigt, daß die Verteilung der Leistung mit einem Potenzgesetz in guter Näherung beschrieben werden kann. Dies steht im Einklang mit Beobachtungen von anderen LMXB's (Hasinger 1987a) Bild 3.9. zeigt die Leistungsspektrum der einzelnen Beobachtungen, geordnet nach der Intensität der Quelle. Das obere Leistungsspektrum stammt von der Beobachtung (b) mit der niedrigsten Intensität, das unterste stammt von der Beobachtung (a) mit der höchsten Intensität. Die Skalen sind logarithmisch unterteilt. Das konstante Rauschniveau des Photonenrauschens ist subtrahiert. Die unterschiedlichen Steigungen der Leistungsspektrum treten deutlich zutage. Mit steigender Intensität nimmt die Variabilität der Quelle im Bereich zwischen 0.001 und 1 Hz deutlich zu. Die Anpassungen mit einem Potenzgesetz an die Beobachtung (a) liefert für die Steigung einen Wert von $\tau = 1.6 \pm 0.02$. Die integrierte Leistung zwischen 0.001 und 1 Hz beträgt $\int_{VLFN} = 4\%(rms)$. Für Beobachtung (c) wurde die Steigung zu $\alpha = 1.1 \pm 0.01$ bestimmt. Die integrierte Leistung im VLFN-bereich war $\int_{VLFN} = 3\%(rms)$. Mit $\alpha \leq 2$ sind die errechneten Leistungsspektren frei von "LFN-leakage" (Deeter, 1984). Das heißt, daß die Variabilität tatsächlich in dem gemessenen Frequenzbereich existieren. Im Bereich zwischen 1 und 10 Hz ist in den Leistungsspektren von (a) und (c) kein nennenswertes Signal mehr vorhanden (siehe Tab.3.5.).

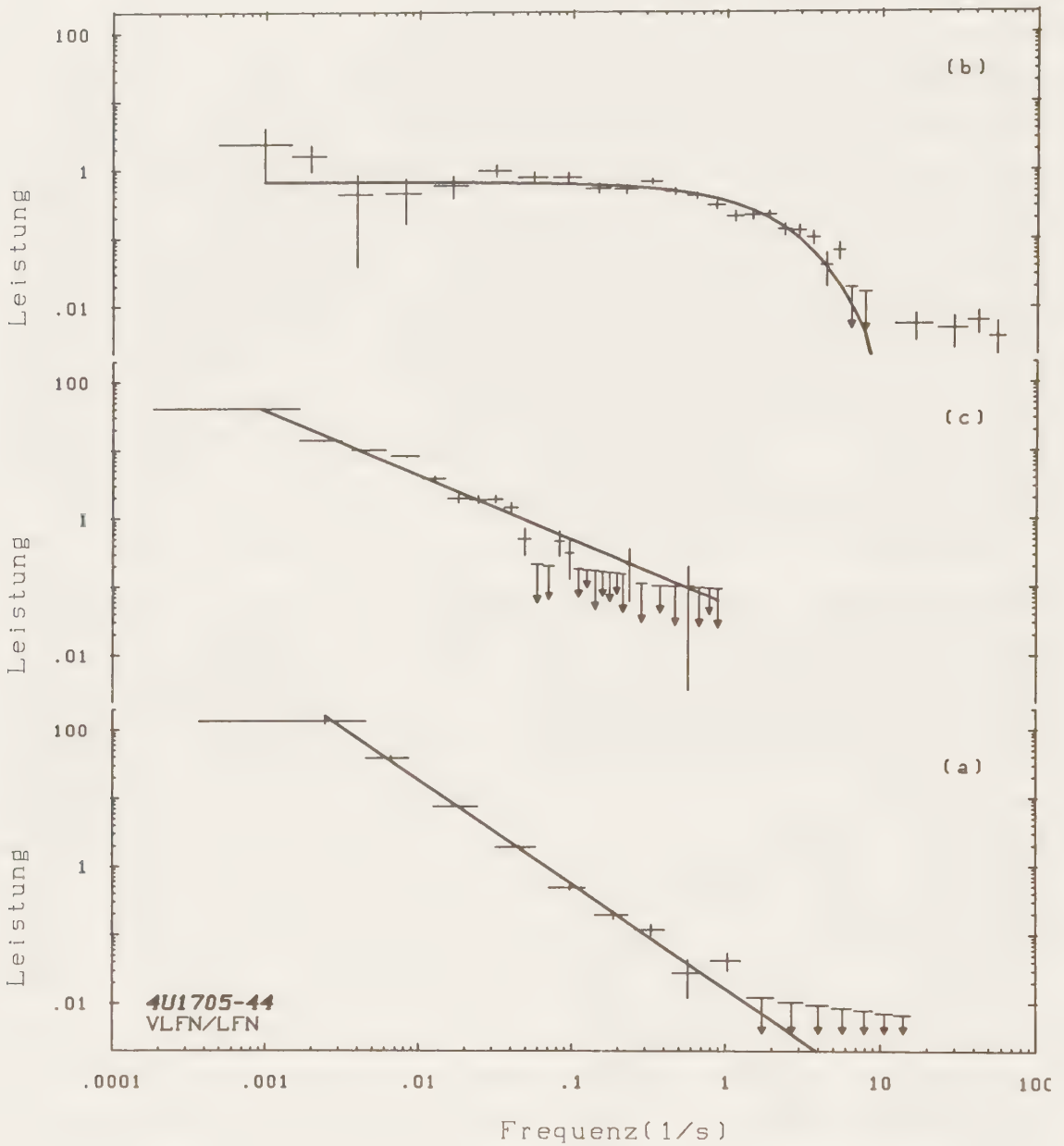


Abb. 3.9: Der Vergleich des VLFN und LFN von 4U1705-44 von drei verschiedenen Beobachtungen mit unterschiedlichen Intensitätsstufen. Von unten nach oben sind gezeichnet Beobachtung (a), (c) und Beobachtung (b). Das Modell, welches an die Daten angepaßt wurde, ist ein Potenzgesetz für den VLFN und bei (a) ein Exponentialgesetz für den LFN. Deutlich ist die Zunahme der niederfrequenten Variabilität mit der Intensität der Quelle zu sehen. Die Skalen sind für einzelne Spektren identisch.

LFN wurde nur im Leistungsspektrum der Beobachtung (b) gefunden. Die Abhängigkeit der Leistung von der Frequenz wird hier durch ein Exponentialgesetz

DIE PARAMETER DER ANPASSUNGEN AN DEN VLFN UND LFN

Obs. ID	a	c	b [†]
<i>cnts s</i> ⁻¹ ..	810	400	122
C	0.009 ± 0.001	0.04 ± 0.02	0.66 ± 0.09
α	1.68 ± 0.04	1.1 ± 0.2	0.64 ± 0.13
$\int_{0.001}^1 (rms)$	4	3	6
$\int_{1.0}^{10} (rms)$	1	1	6

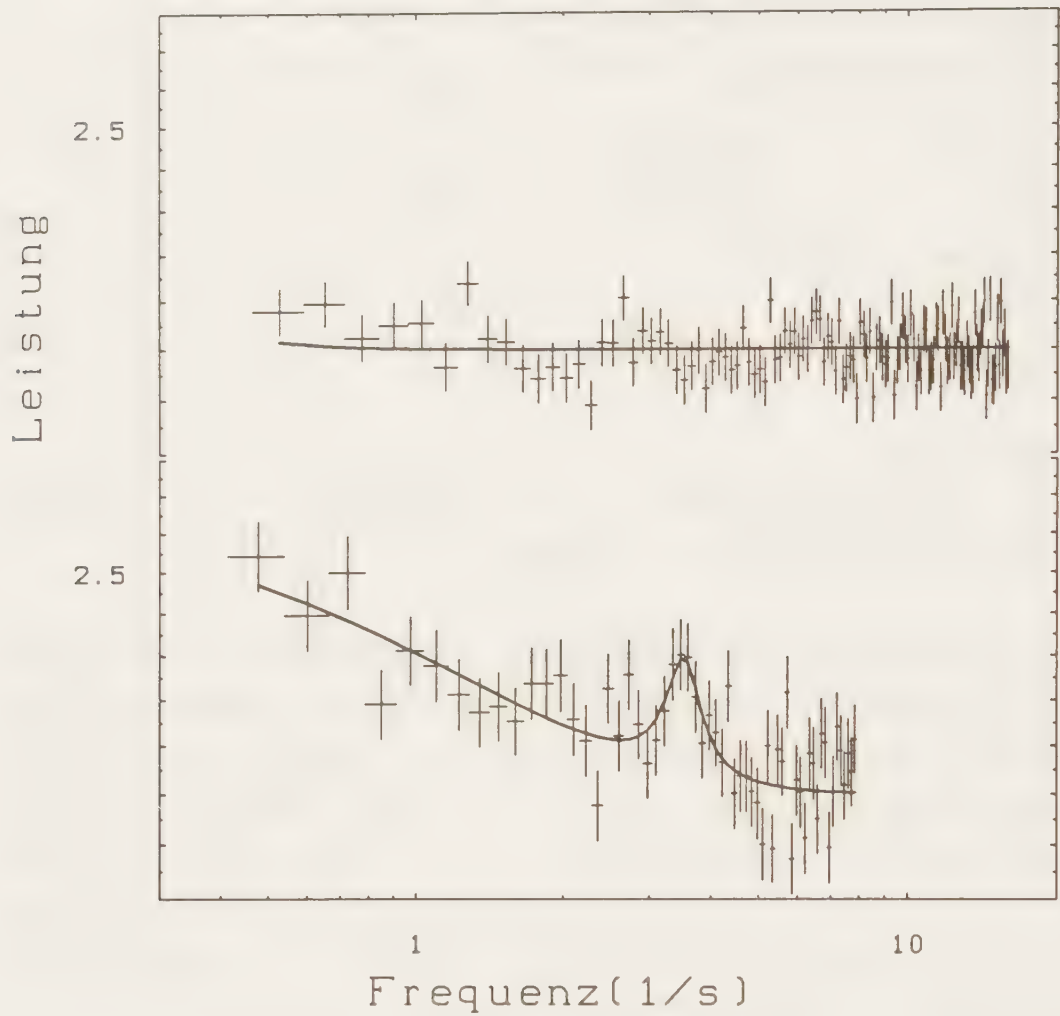
(rms)-Werte in Prozent

† Exponentialfunktion

Tab. 3.5: Die Parameter der Anpassungen der VLFN- und LFN-Modelle an die Leistungsspektrum der einzelnen Beobachtungen von 4U1705-44.

mit $\tau = 0.66 \pm 0.01$ am besten beschrieben. Die Frequenz, bei der das Signal auf $1/e$ abgesunken ist, liegt bei 7.1 Hz. Die integrierte Leistung zwischen 1 und 10 Hz beträgt $\int_{LFN} = 6\%(rms)$. Sie ist damit wesentlich größer als in den Leistungsspektren (a) und (c). Der Umstand, daß im Spektrum von (b) LFN gemessen wird, ist, vergleicht man 4U1705-44 mit anderen LMXB's, als Indiz dafür zu werten, daß sich die Quelle zu dieser Zeit auf dem horizontalen Ast im H-I-Diagramm befand (siehe Bild 3.12) Beachtenswert im Leistungsspektrum der Beobachtung (b) ist auch das signifikante Signal zwischen 20 und 60 Hz.

Die Darstellung der Spektren mit Potenz- oder Exponentialgesetz ist zunächst rein mathematischer Natur. Es wurde mehrfach der Ansatz gemacht den LFN durch den physikalischen Ansatz von exponentiellen "shots" (Stella et al., 1984) oder durch Fluktuationen mit einer exponentiellen Hülle zu beschreiben (siehe 1.1.6). Für die einzelnen Störungen, welche die eigentlichen Modulationen des Röntgensignals verursachen, setzt man zunächst $F(t) = G(t) \cdot H(t)$. $G(t)$ sei dabei die Einhüllende, die den zeitlichen Verlauf der Störung bestimmt und $H(t)$ eine Funktion, die den harmonischen Inhalt der Störung beschreibt. Setzt man als Einhüllende $G(T) = \theta \cdot \exp(-t\tau)$, so erhält man ein Leistungsspektrum, dessen LFN-Anteil mit folgender Abhängigkeit zu beschreiben ist. $P_{VLFN} = \tau^2 / (1 + 2\pi\nu\tau)^2$. Die Anpassung dieser Funktion an (b) ergibt eine Lebensdauer von ~ 0.14 sec, für die den LFN verursachenden Störungen.



α	Frequenz (s^{-1})	Breite (s^{-1})	Intensität	Modulation
0.83 ± 0.5	3.5 ± 0.4	0.4 ± 0.1	0.29 ± 0.04	$\sim 10\%$

Abb. 9.10: Das Leistungsspektrum des letzten Teils der Burstbeobachtung (unten) im Vergleich zum Spektrum der Beobachtung (a). Die Anpassung an (b) erfolgte mit zwei Komponenten, einem Exponentialgesetz für den LFN und eine Gauß-Verteilung bei 3.5 Hz.

LFN ist während der ganzen Beobachtung (b) zu sehen. Da oft mit dem LFN auch QPO-Aktivität zu beobachten ist, suchten wir nach Spuren von quasiperiodischen Oszillationen. Am Ende der Beobachtung (b) konnten wir Anzeichen davon entdecken. An die breite Linie im Spektrum des letzten Teils der Beobachtung (b) wurde eine Gauß-Verteilung mit 3.5 ± 0.4 Hz Frequenz und einer Breite von

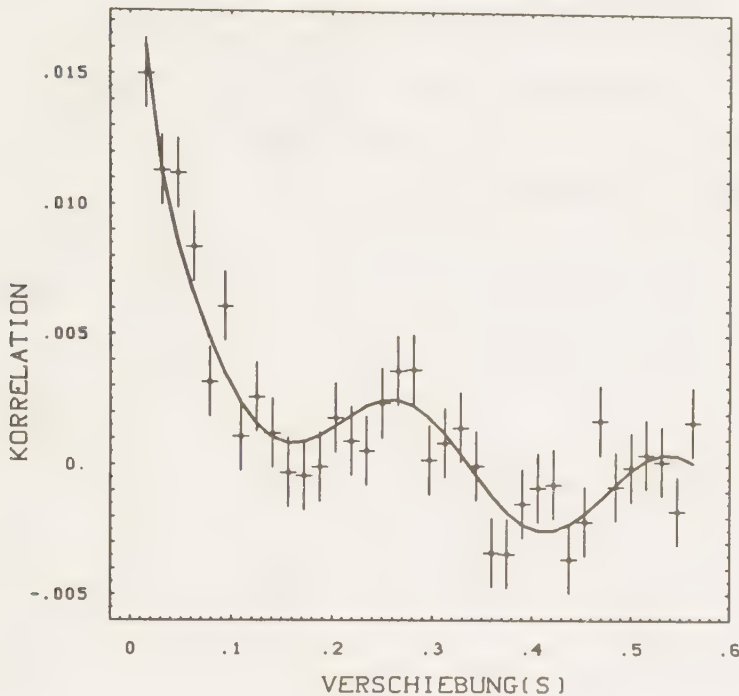


Abb. 3.11: Die Autokorrelationsfunktion des letzten Teils der Beobachtung (b). Das an die Autokorrelationsfunktion angepaßte Modell, das durch eine durchgehende Linie dargestellt wird, ist ein Potenzgesetz mit einer gedämpften Sinusfunktion.

0.4 ± 0.1 Hz angepaßt. Die Anpassung eines Potenzgesetzes an das Leistungsspektrum erzielte ein reduziertes χ^2 von 1.77. Die Anpassung mit einer zusätzlichen Linie bei 3.5 Hz ergab ein reduziertes χ^2 von 1.22. Der F-Test ergibt formal eine Wahrscheinlichkeit für die Redundanz der zusätzlichen Linie von $0.738 \cdot 10^{-4}$. Dieser Wert entspricht 4σ . Die Linie ist nur im Leistungsspektrum des letzten Teils der Beobachtung (b) zu sehen. Berücksichtigt man daher noch die Anzahl der Versuche, sinkt die Signifikanz auf einen Wert um 3σ .

In Bild 3.11 ist die Autokorrelationsfunktion des letzten Teils von Beobachtung (b) aufgetragen. Die Funktion ist auf den Korrelationswert 1 bei 0-Verschiebung normiert. Das Modell für die Autokorrelationsfunktion ist als durchgezogene Linie dargestellt. Zwei Komponenten sind nötig, um die Autokorrelationsfunktion zu beschreiben. Die erste Komponente ist ein Potenzgesetz mit $\alpha = 0.3 \pm 0.1$. Anpassungen mit einem Exponentialgesetz erzielten ein schlechteres χ^2 . Die zweite Komponente ist eine gedämpfte Kosinusfunktion. Sie ist nur in diesem Teil der Beobachtung (b) notwendig, um die Autokorrelationsfunktion zu beschreiben. Das reduzierte χ^2 für diese Anpassung ist 1.28, gegenüber 2.04 für eine Anpassung mit nur einem Potenzgesetz. Ein F-Test ergibt für die Signifikanz der Verbesserung

durch Hinzufügen der Kosinuskurve 5.2σ . Die Korrelationszeit liegt bei 0.3 Sekunden. Diese Kosinuskurve deutet auf das Vorhandensein von quasiperiodischen Oszillationen hin. Die mittlere Periode wurde zu $0.27 \pm 0.03 \text{ s}$ bestimmt, und entspricht somit einer Frequenz von $3.6 \pm 0.4 \text{ Hz}$. Dieser Wert korrespondiert mit der Frequenz der Linie im Leistungsspektrum.

3.3.3. DIE H-I-RELATION VON 4U1705-44

Im folgenden Abschnitt wird die Untersuchung der H-I-Relation von 4U1705-44 vorgestellt. Wegen der großen Intensitätsunterschiede in den einzelnen Beobachtungen hat diese Untersuchung einen qualitativ anderen Charakter als bei GX17+2. Dort konnte man die Übergänge von Härte und Intensität zwischen einzelnen Beobachtungen studieren. Bei 4U1705-44 können wir nur einzelne Stellen der H-I-Relation untersuchen, da sich die Intensitäten der vorliegenden Beobachtungen nicht überlappen. Doch lassen sich trotzdem Hinweise auf bimodales Verhalten finden.

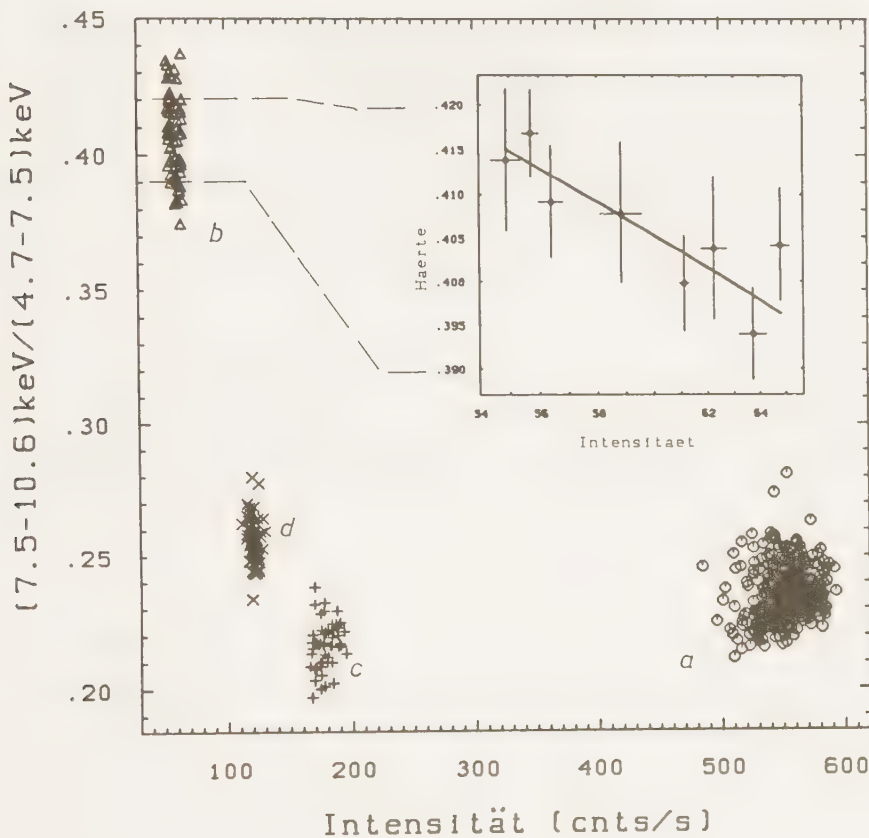


Abb. 3.12: Die harten Flußquotienten aufgetragen gegen die Zählrate. In der kleinen Zeichnung ist das H-I-Diagramm von (b) nochmals vergrößert dargestellt. Die Sechsecke stehen für Datenpunkte der Beobachtung (a). Beobachtung (b) ist durch Dreiecke, (c) durch Kreuze und (d) durch Sterne gekennzeichnet.

Zur Analyse der spektralen Variabilität errechneten wir, analog zu Abschnitt

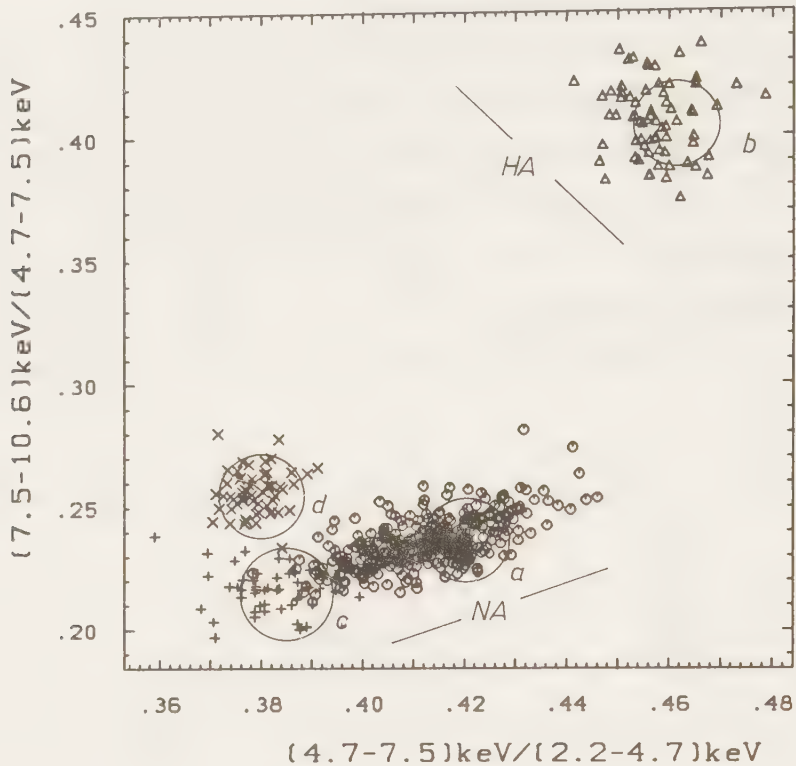


Abb. 3.13: Das Zweifarbenendiagramm von 4U1705-44. Aufgetragen ist das harte gegen das weiche Flußverhältnis. Die verwendeten Symbole sind mit den vorhergehenden Zeichnungen identisch. Die Dreiecke repräsentieren die Datenpunkte der Beobachtung (b). Die LFN Aktivität war während dieser Zeit besonders stark. Die Kreise markieren die Orte im Zwei-Farben-Diagramm an denen Spektren akkumuliert wurden.

2.3.1, Härtequotienten. Die Härtequotienten sind in Bild 3.12 gegen die Zählrate im 1-10 keV-Band aufgetragen. Die harten Flußverhältnisse zeigen keine stark ausgeprägte Abhängigkeit von der Intensität; sie bleiben während der einzelnen Beobachtungen nahezu konstant. Dieser Befund ist aber abhängig von der Wahl der Energiebänder. Weichere Flußverhältnisse liefern bei 4U1705-44 ausgeprägtere Korrelationen, sind aber stärker von der interstellaren Absorption abhängig. Während Beobachtung (a) befindet sich die Quelle auf dem normalen Ast. Auch bei Vergrößerung der Integrationszeit der Datenpunkte wird der normale Ast der Beobachtung (a) nicht schmaler. Es deutet sich eine globale Antikorrelation der Härte mit der Helligkeit an. Auffallend ist die große spektrale Härte der Burstbeobachtung (b). Schon hier sieht man, daß sich die Quelle in ei-

nem außergewöhnlichen spektralen Zustand befindet, ein Ergebnis, welches durch die Untersuchungen der Energiespektren bestätigt wird. In der kleinen Zeichnung in Bild 3.12 ist die H-I-Relation der Beobachtung (b) vergrößert dargestellt. Zusätzlich ist die Integrationszeit der Datenpunkte erhöht. Die durchgezogene Linie ist eine lineare Regression der Daten und verdeutlicht die negative Korrelation von Härte und Intensität: 4U1705 befindet sich auf dem horizontalen Ast.

Beim Zwei-Farben-Diagramm entfällt die Intensität und es ergibt sich ein geschlosseneres Bild des spektralen Verhaltens von 4U1705-44. Bild 3.13 zeigt das Zwei-Farben-Diagramm. Die Punkte der Beobachtung (b) deuten auch hier den horizontalen Ast an. Die LFN-Aktivität war während dieser Zeit besonders stark, und Anzeichen von quasiperiodischer Aktivität sind zu sehen (siehe Abschnitt 3.3.2). Die Kreise in Bild 3.12 und Bild 3.13 symbolisieren die Stellen, an denen die Spektren, die im nächsten Abschnitt ausgewertet werden, akkumuliert wurden. Für jede Beobachtung wurde ein Spektrum analysiert.

3.3.4. DIE RÖNTGENSPEKTREN VON 4U1705-44

In diesem Abschnitt wird die Analyse der kontinuierlichen Röntgenemission aller EXOSAT-Beobachtungen von 4U1705-44 vorgestellt. Für jede Beobachtung wurde ein Spektrum über eine begrenzte Zeit akkumuliert. Das jeweilige Spektrum trägt den gleichen Index wie die zugehörige Beobachtung. Die Lage der Spektren im H-I-Diagramm ist in Abb. 3.12. zu ersehen.

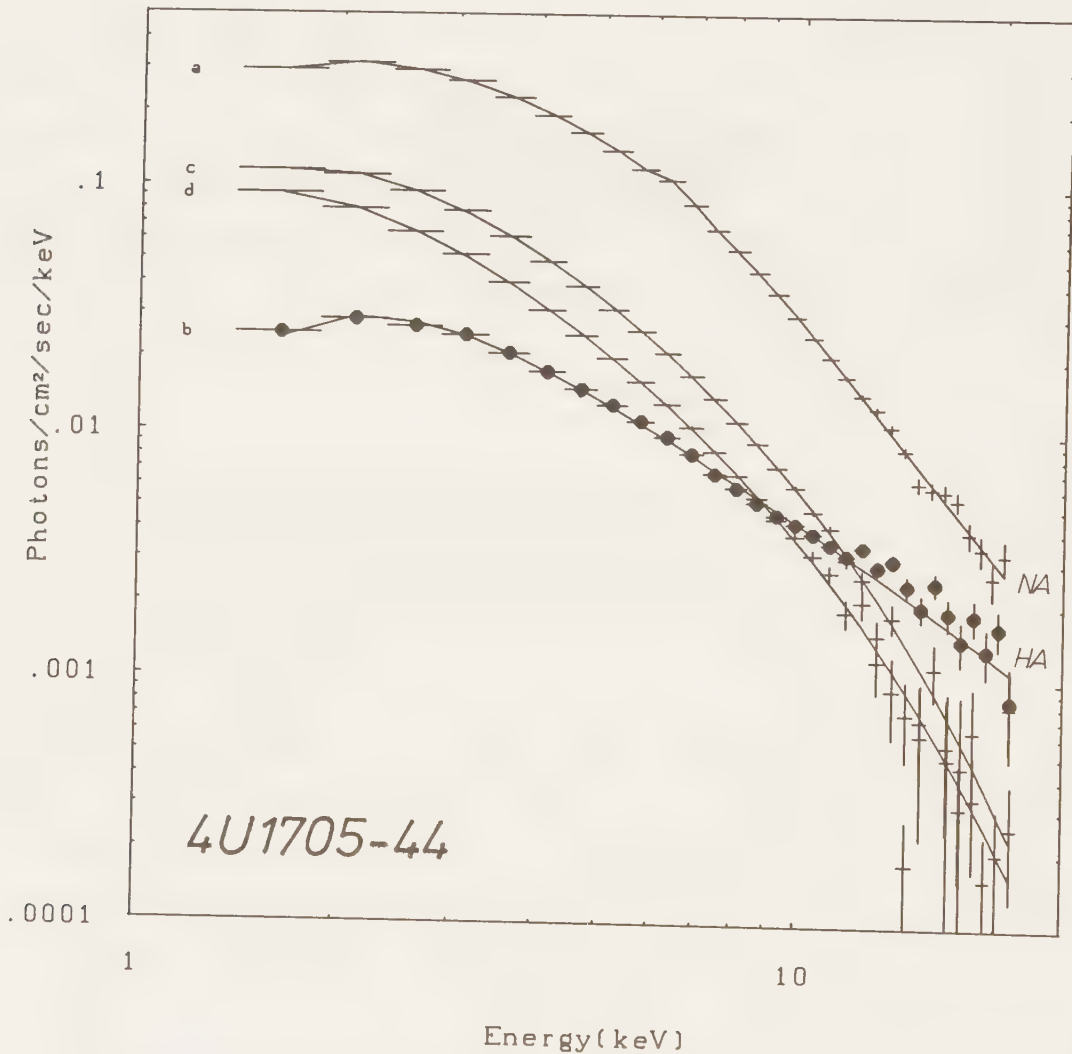


Abb. 3.14: Die entfaltenen Photonenspektren von 4U1705-44. Die durchgezogenen Linien sind die besten Anpassungen an die Daten mit einem Boltzmann-Wien-Modell. Zur Beschreibung des Spektrums mit der höchsten Intensität (a) ist eine zusätzliche Schwarzkörperkomponente erforderlich.

DIE SPEKTRALEN PARAMETER DES BOLTZMANN-WIEN-MODELLS

Obs. ID	a	b	c	d
Zustand.....	NA	HA	NA	NA
Härte.....	0.23 ± 0.02	0.42 ± 0.3	0.22 ± 0.01	0.21 ± 0.02
$N_H(10^{21}/\text{cm}^2)$	$14.2^{+3.}_{-5.}$	$19.3^{+1.0}_{-0.6}$	$13.3^{+0.9}_{-0.8}$	$7.4^{+0.6}_{-1.3}$
F_{BB}	4.1 ± 0.6			
$kT_{BB}(\text{keV})...$	1.5 ± 0.10			
Radius(km) ..	7.5 ± 1.5			
F_{BW}	6.6 ± 1.2	1.38 ± 0.02	2.46 ± 0.02	1.58 ± 0.03
α	1.58 ± 0.3	1.49 ± 0.12	1.38 ± 0.11	1.18 ± 0.10
$kT_{BW}(\text{keV}) ..$	$12.6^{+226.}_{-6.4}$	$24.4^{+21.}_{-5.}$	$6.5^{+0.9}_{-0.7}$	$5.7^{+0.7}_{-0.5}$
$\chi^2/\text{d.o.f.}.....$	1.24	2.18	1.30	1.16
d.o.f.....	23	27	27	27

-Merke: Flüsse in $10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (1 - 20 \text{ keV})$

Tab. 3.6: Die spektralen Parameter für die Anpassungen der Emissionsmodelle an die Energiespektren von 4U1705-44.

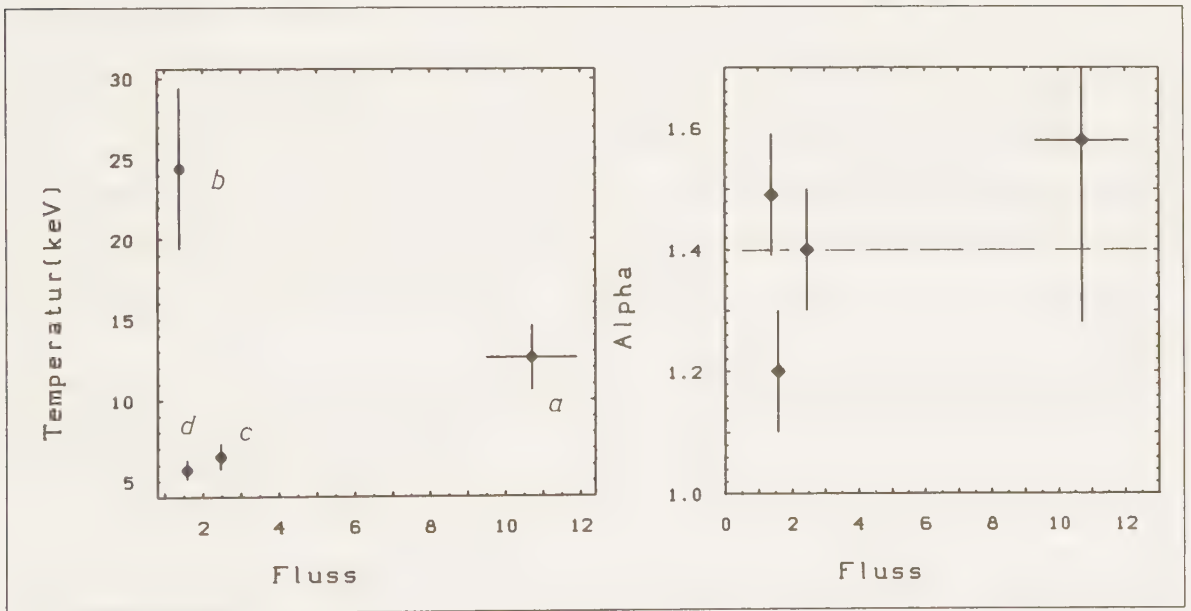


Abb. 3.15: Die Boltzmann-Wien-Temperatur und der Exponent α , aufgetragen gegen den Fluß. Der Temperatur-Fluß Graph spiegelt die harte H-I-Korrelation (Abb.3.12) wieder. Die Burstbeobachtung zeigt trotz niedriger Intensität eine hohe Härte und eine hohe Temperatur.

Wir versuchten alle Spektren mit dem gleichen Emissionsmodell zu beschreiben. Nach White et al. (1986b), der die GSPC-Spektren der ersten Beobachtung (a) analysierte, benutzten wir eine Kombination aus einem Boltzman-Wien-Spektrum und einer Schwarzkörperemission. Die Schwarzkörperkomponente war nur zur Beschreibung des Spektrums von (a) nötig. Alle anderen Spektren konnten mit nur einem Boltzman-Wien-Modell beschrieben werden.

Zu den erwähnten spektralen Komponenten mußten wir bei längeren Akkumulationszeiten für die Beschreibung des Spektrums (a) eine Eisenlinie hinzufügen. Bild 3.14 zeigt die Photonenspektren mit den besten Anpassungen des Emissionsmodells an die Daten. Tab.3.6 gibt einen Überblick über die Parameter der besten Anpassungen. Der Emissionsradius, abgeleitet aus dem Fluß der Schwarzkörperkomponente und einer Entfernung der Quelle von 10 *kpc*, ist 7.5 ± 1.5 *km*, eine typische Größe für Neutronensternradien. Bild 3.15 zeigt die zwei freien Parameter des Boltzman-Wien-Emissionsmodells aufgetragen gegen den Fluß. Die Temperatur der Boltzman-Wien-Komponente weist eine ähnliche Abhängigkeit von der Intensität auf wie der harte Flußquotient. Dies deutet darauf hin, daß diese beiden Größen korreliert sind. Die Steigung α hingegen zeigt keine Abhängigkeit von der Intensität der Quelle. Der Wert für α liegt bei 1.4, dem ungefähren Wert für den Gauntfaktor. Thermischer Bremsstrahlung als Emissionmodell hätte daher vermutlich auch gute Anpassungen geliefert. Die Residua der Anpassung des Boltzman-Wien-Modells an das Spektrum der Beobachtung (a) sind in Bild 3.16 mit einem Gauß-Emissionsprofil aufgetragen. Die Linienenergie wurde zu 6.65 *keV* bestimmt. Die Breite der Linie ist mit 0.6 *keV* gegeben. Der Fluß in der Eisenlinie war 0.008 ± 0.003 *Photonen cm⁻²s⁻¹*; dies entspricht einer Äquivalentbreite von 130 *eV*.

Die Spektren der Beobachtungen, in denen die Quelle bei mittlerer Intensität gesehen wurde, (c) und (d), konnten gut durch ein Boltzman-Wien-Spektrum beschrieben werden. Die Temperatur und die Steigung α sind für die drei Spektren (a),(c) und (d) sehr ähnlich. Das Minimumsspektrum (b) ist auffallend härter als die anderen Spektren. Die Flußdichte über ~ 10 *keV* ist sogar größer als die der Spektren mittlerer Intensität. Eine Anpassung mit dem Boltzman-Wien-Modell ergibt nur eine untere Grenze für die Temperatur, was ein Hinweis darauf sein könnte, daß vielleicht nur ein Potenzgesetz eine gute Anpassung ergeben würde.

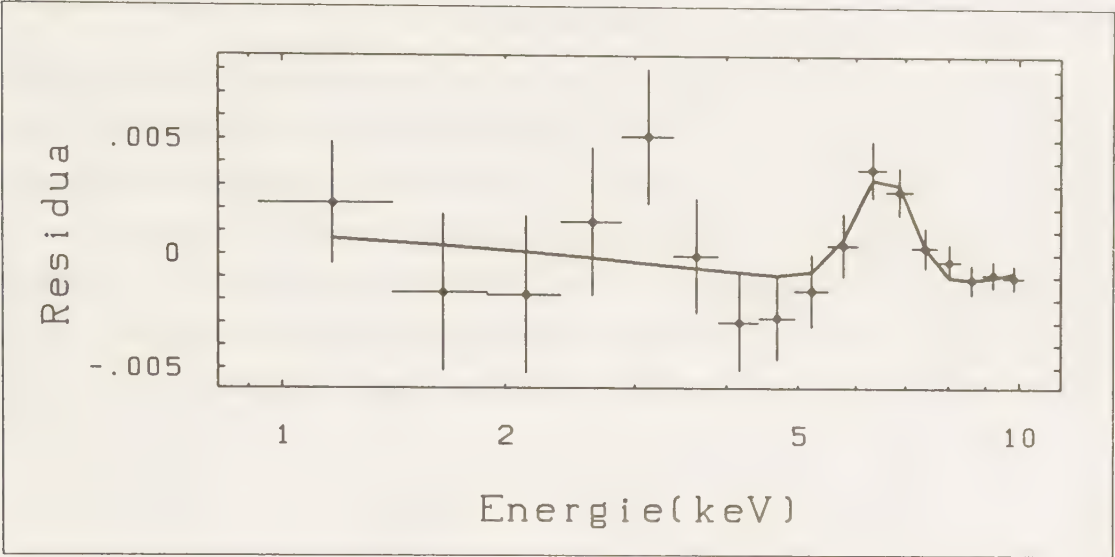


Abb. 3.16: Die Residua des Boltzmann-Wien-Fits an das Spektrum der Beobachtung (a). Trotz der relativ groben Energieauflösung des ME-Experiments ist die Eisenlinie bei 6.5 keV zu erkennen. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung eines Gauß-Profiles an die Residua. Die Einheit der Residua ist Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$. Die Spitze bei 3 keV ist durch die EXOSAT-Kalibration bedingt.

DIE PARAMETER DER EISENLINIE VON 4U1705-44

Obs. ID	Energie	Breite	Intensitat
	keV	keV	Photonen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
a	6.48 ± 0.05	0.6 ± 0.3	$(8. \pm 5.) \times 10^{-3}$

Tab. 3.7: Die Parameter der Eisenlinie von 4U1705-44. Die Parameter wurden bei einer gemeinsamen Anpassung mit einem BB+BW-Modell bestimmt. Die Intensität der Linie hängt stark vom verwendeten Kontinuumsmodell ab.

Dies ist jedoch nicht der Fall, da für dieses Modell das χ^2 nicht akzeptabel ist ($\chi^2 = 3.5$ für 27 Freiheitsgrade).

3.3.5. DIE BURSTEMISSION VON 4U1705-44

Die Analyse der Burstemission erlaubt eine Abschätzung des Neutronensternradius. Als Beispiel wurde das Spektrum des neunten Bursts der Beobachtung (b) untersucht. Vom Rohspektrum des Burstmaximums wurde das Spektrum der kontinuierlichen Emission kurz vor dem Burst abgezogen und eine Totzeitkorrektur durchgeführt. An das so korrigierte Spektrum wurde eine Schwarzkörperemission angepaßt. Das Ergebnis dieser Prozedur zeigt Abb. 3.17.

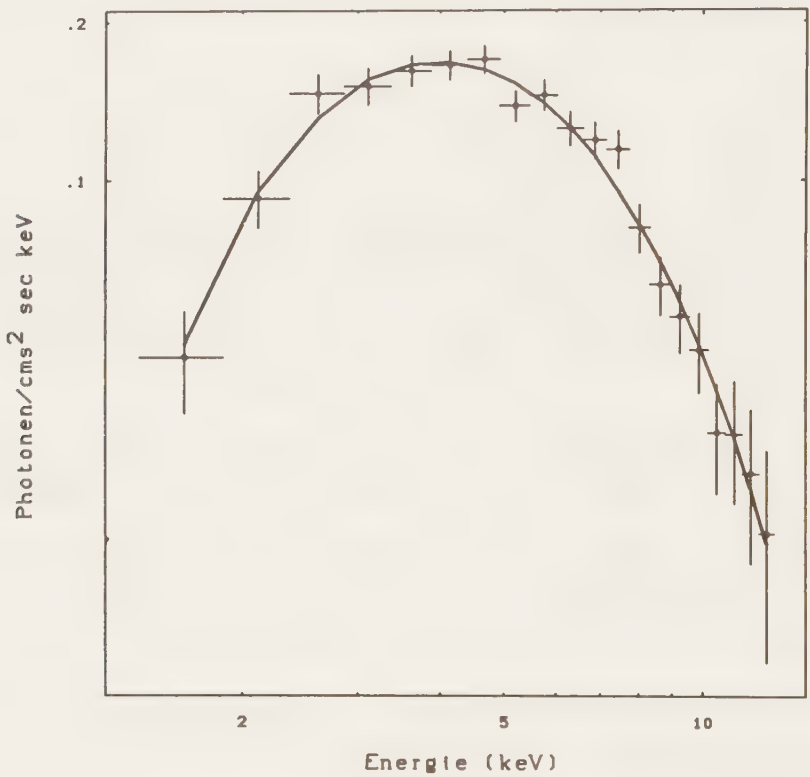


Abb. 3.17: Das Photonenspektrum der Maximumsemission des neunten Bursts der Beobachtung (b). Die beste Anpassung einer Schwarzkörperkomponente ist als durchgezogene Linie eingezeichnet.

Obs. ID	Energie keV	Fluß $\text{ergs} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	Radius 10^5cm
b	1.9 ± 0.1	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-8}$	9.0 ± 0.4

Tab. 3.8: Die Parameter der Schwarzkörperemission des neunten Bursts von 4U1705-44 in Beobachtung (b).

Die Konstanz des Burstradius bei einer bestimmten Quelle, trotz unterschiedlicher Helligkeit der einzelnen Bursts, legt den Schluß nahe, daß die ganze Neutronensternoberfläche an der Abstrahlung beteiligt ist (siehe z.B. Lewin et al., 1983). Der Radius wurde aus dem Stefan-Boltzmann Gesetz $4\pi d^2 F_x = 4\pi R_{BB}^2 \sigma T^4$ bestimmt. Durch die frequenzunabhängige gravitative Rotverschiebung sehen wir das Maximum der Schwarzkörperemission bei einer niedrigeren Energie $kT_{obs} = kT_0/(1+z)$ (z.B. van Paradijs, 1979). Daher errechnen wir einen um $(1+z)$ größeren Radius.

$$R = R_0(1+z) = R_0 \sqrt{1 - \frac{2GM}{c^2 R_0}} \quad (3.1)$$

Für einen Neutronenstern mit $1.4M_\odot$ liegt der Wert der Korrektur bei $(1+z) = 1.1$. Cerny und Sztajno (1983) zeigen, daß durch Comptonisierung die beobachtete Temperatur (Farbtemperatur) immer größer als die effektive Temperatur der Röntgenbursts ist. Das Verhältnis zwischen beiden Temperaturen, $\epsilon = (\frac{T_{eff}}{T_c})$, ergibt sich zu $\epsilon = 1.5$ für $kT_c = 1.9 \text{ keV}$. Die beobachtete Temperatur ist somit ungefähr $T_c \simeq 1.2 \cdot T_{eff}$. Beide Effekte, gravitative Rotverschiebung und Comptonisierung der Röntgenphotonen, heben sich nahezu auf. Die aus der einfachen Stefan-Boltzmann-Formel gewonnene Abschätzung ist somit qualitativ richtig. Der bolometrisch korrigierte Fluß der Schwarzkörperkomponente ist im Maximum $1.4 \pm 0.1 \cdot 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Leuchtkraft in 10 kpc Entfernung, die diesem Fluß entspricht, ist mit $1.5 \pm 0.2 \cdot 10^{38} \text{ ergs s}^{-1}$ nahe der Eddington Leuchtkraft. Der aus dieser Leuchtkraft abgeleitete Radius der Emissionsregion ist $9.0 \pm 0.1 \text{ km}$. Dieser Radius liegt in der Größenordnung von Neutronensternradien und deckt sich mit dem Wert, der aus der Abschätzung der Schwarzkörperkomponente der kontinuierlichen Emission gewonnen wurde.

4

Diskussion

In diesem Kapitel soll ein Modell der LMXB's skizziert werden, das die beobachteten Phänomene zumindest qualitativ erklären und in einem gemeinsamen Bild zusammenfassen kann. Der Vergleich der in dieser Arbeit untersuchten Röntgendoppelsterne mit anderen Systemen macht deutlich, daß sich eine Systematik in der ganzen komplexen Vielfalt der Variabilitäten erkennen läßt. Es wird versucht werden, die Variabilität der Intensität und die der Spektren durch die Variation einer Größe, der Massenakkretionsrate, zu beschreiben. Der Bestimmung von Stärke und Verlauf der Massenakkretionsrate ist ein Teil der nachfolgenden Diskussion gewidmet. Die Diskussion beschäftigt sich außerdem mit der Entstehung der Röntgenemission und der Natur des Emissionsgebiets.

4.1. SPEKTRALER ZUSTAND UND VARIABILITÄT

Das eigentlich Bemerkenswerte an den jüngsten Beobachtungen der LMXB's ist die Tatsache, daß die quasiperiodische wie auch die aperiodische Variabilität eine Abhängigkeit vom spektralen Zustand aufweisen. Das nachfolgende Kapitel zeigt, daß sich die Beobachtungen von GX17+2 und 4U1705-44 größtenteils in das zuerst bei Sco X-1, Cyg X-2 und GX5-1 gefundene Muster der Abhängigkeiten der Variabilität vom spektralen Zustand einordnen lassen (Priedhorsky et al., 1986; Van der Klis et al., 1987b; Hasinger, 1987).

4.1.1. DIE VARIABILITÄT VON SCO X-1 UND CYG X-2

Unsere Vorstellungen über die Beziehung zwischen spektraler und photometrischer Variabilität der LMXB's basieren im wesentlichen auf den sehr ausgedehnten Untersuchungen von Sco X-1 und Cyg X-2. Deshalb soll an dieser Stelle kurz auf die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchungen eingegangen werden. Bild 4.1 zeigt die Zweifarbendiagramme der beiden Röntgendoppelsterne (Hasinger, 1987). Beide Quellen zeigen eine "Z"-artige Korrelation der Farben. Die einzelnen Balken des "Z" heißen horizontaler Ast, normaler Ast und Flare-Ast. Der Flare-Ast hat seinen Namen von den Röntgenflares, die in diesem Zustand bei Sco X-1 zu beobachten sind. Der normale Ast wird so genannt, weil bei den meisten Beobachtungen LMXB's in diesem Zustand angetroffen werden. Die Korrespondenz zwischen den einzelnen Ästen von Sco X-1 und Cyg X-2 ist begründet in der Beobachtung des Flare-Astes in Cyg X-2 und eines kleinen Stückes des horizontalen Astes bei Sco X-1 (Hasinger 1987b).

Die Z-artige Korrelation der Farben wird aber nicht bei allen LMXB's beobachtet. Auch findet man sehr unterschiedliche Steigungen in den verschiedenen Zuständen der einzelnen LMXB's. Der horizontale Ast bei GX17+2 liegt zum Beispiel fast senkrecht im Zwei-Farben-Diagramm. Besonders die Unterscheidung zwischen normalem Ast und Flare-Ast ist schwierig. Sie ist nur mit Untersuchungen der Energiespektren möglich.

Was auch immer hinter diesen komplexen Korrelationen der Farben steckt, die Eigenschaften der quasiperiodischen Oszillationen und der aperiodischen Va-

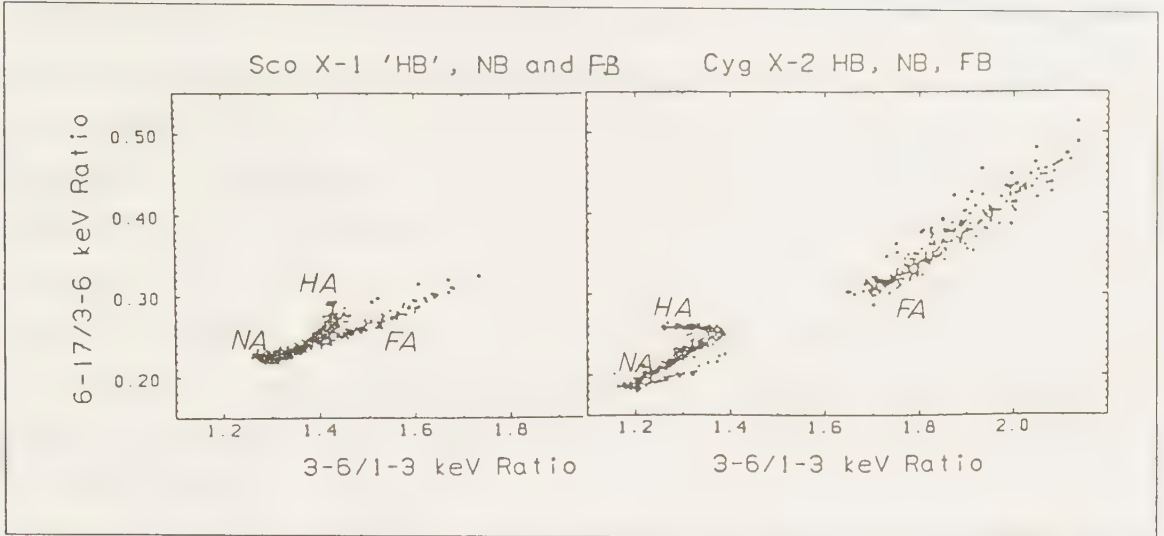


Abb. 4.1: Die Zwei-Farben-Diagramme von Sco X-1 und Cyg X-2 nach Hasinger, (1987).

riabilität scheinen von ihrer Art bestimmt zu sein. Man findet bei Sco X-1 und Cyg X-2 zwei Arten von QPO's, schnelle, mit einer Frequenz zwischen 10 und 50 Hz , die eine starke Abhängigkeit von der Intensität zeigen, und welche mit nahezu konstanter Frequenz bei 6-7 Hz . Die niederfrequenten QPO's werden in vielen der hellen LMXB's beobachtet, sie sind die am häufigsten auftretende Art. Sie scheinen nur auf dem normalen Ast vorzukommen. Die hochfrequenten QPO's, weit seltener beobachtet, treten bevorzugt auf dem horizontalen Ast auf, oder werden, wie bei Sco X-1, auf dem Flare-Ast beobachtet.

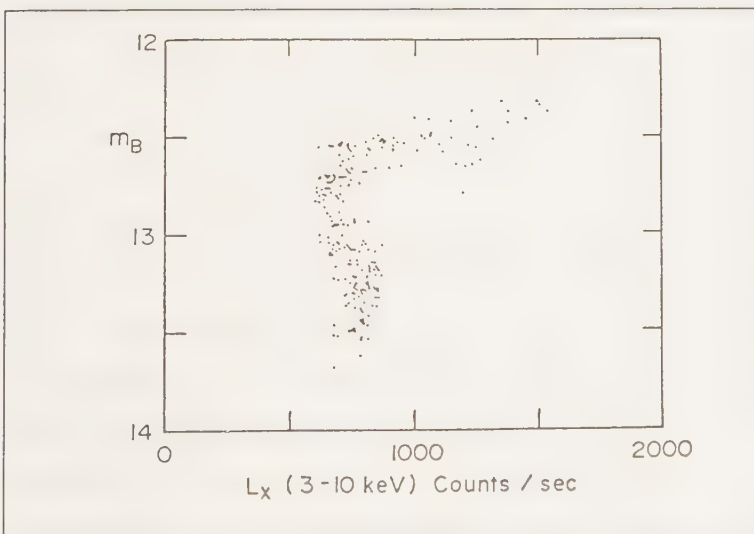


Abb. 4.2: Die Korrelation zwischen der optischen und der Röntgenhelligkeit bei Sco X-1 nach Canizares et al. (1975).

Wegen der Richtung, mit der sich die QPO-Frequenz entlang des Z-Profiles von Sco X-1 ändert, kann man spekulieren, daß erstens die Akkretionsrate die bestimmende Größe der QPO-Frequenzen ist, und zweitens, daß sich diese entlang des Z-Profiles monoton ändert. An dieser Stelle sei auf die eigentümliche Korrelation der optischen und Röntgenleuchtkraft von Sco X-1 hingewiesen (Bild 4.2) (Canizares et al., 1975). Priedhorsky (1986c) zeigt, daß bei Sco X-1 auf dem normalen Ast eine Antikorrelation und auf dem Flare-Ast eine Korrelation zwischen der optischen und der Röntgenleuchtkraft besteht. Die Frequenz der QPO's zeigt damit auf beiden Ästen eine positive Korrelation mit der optischen Leuchtkraft. Steigt die Akkretionsrate von niedrigen Intensitätswerte auf dem horizontalen Ast zum normalen Ast hin, so ist ihre Stärke sowohl mit der QPO-Frequenz als auch mit der optischen Helligkeit korreliert. Daraus erwächst aber auch die Forderung, die Antikorrelation der Intensität mit der Akkretionsrate auf dem normalen Ast zu erklären. Es gibt dazu verschiedene Ansätze (siehe z.B. Priedhorsky, 1986b).

Die Abhängigkeit der QPO-Frequenz von der Intensität ist einer der Schlüssel zur Bestimmung des Verlaufs der Akkretionsrate. Die Frequenz der QPO's ändert sich auf dem horizontalen Ast im gleichen Sinn wie auf dem normalen Ast und auf dem Flare-Ast, legt man die Beobachtungen von Sco X-1 und Cyg X-2 zugrunde (siehe Abb. 4.1). Verschiedene Modelle für die Entstehung der QPO's sagen unterschiedliche Richtungen für das Anwachsen der Massenakkretionsrate voraus. Die magnetosphärischen Modelle fordern, daß die Frequenz der QPO's mit der Massenakkretionsrate positiv korreliert ist. Das Okkultationsmodell von van der Klis (1987a) zeigt die Möglichkeit, daß die QPO-Frequenz antikorreliert zur ihr sein kann.

4.1.2. EIN MODELL DER VARIABILITÄT DER LMXB'S

Obwohl viele der in diesem Kapitel besprochenen Annahmen noch sehr spekulativen Charakter haben, ist es doch möglich, sie in unsere Vorstellungen von den massearmen Röntgendoppelsterne einzubeziehen. In diesem Abschnitt soll ein Szenarium vorgestellt werden, das zumindest grob —es gibt noch kein Modell, welches alle Details zu erklären vermag— das spektrale und zeitliche Verhalten

der LMXB's beschreiben kann. Das Standardmodell eines LMXB beinhaltet einen Neutronenstern, der Masse über eine Scheibe von seinem massarmen Begleitem akkretiert. Dieser Vorgang ist sehr komplex und von vielen Faktoren abhängig. Besonders der Bereich der inneren Scheibe, wo Strahlungsdruck und starke Magnetfelder den Akkretionsfluß bestimmen, ist bisher noch nicht zufriedenstellend berechnet worden.

Vermutlich akkretiert der Neutronenstern bei kleinen Leuchtkräften über eine geometrisch dünne Scheibe. In diesem Bereich ist die Massenübertragsrate niedrig: das System befindet sich auf dem horizontalen Ast. In diesem Zustand werden schnelle QPO's mit einer Frequenz zwischen 20 und 60 Hz zusammen mit LFN beobachtet. Sie werden möglicherweise erzeugt durch die Kopplung der akkretierten Materie mit dem Magnetfeld des rotierenden Neutronensterns am inneren Rand der Akkretionsscheibe. Die Materie der inneren Scheibe wird durch das Magnetfeld aufgewirbelt und die dabei entstehenden Materieklumpen, welche mit hoher Frequenz um den Neutronenstern rotieren, modulieren den Röntgenfluß. Der Akkretionsfluß auf die Neutronensternoberfläche ist wegen der Materieklumpen nicht mehr kontinuierlich. Als Folge davon beobachtet man das rote Rauschen des Röntgensignals. Die Frequenz der quasiperiodischen Oszillationen ist gleich der Keplerfrequenz am inneren Rand der Scheibe oder die Schwebungsfrequenz zwischen ihr und der Rotationsfrequenz des Neutronensterns (Lamb et al., 1985). Die Ausdehnung der Magnetosphäre und damit die Keplerfrequenz der inneren Scheibe sowie die Helligkeit der Quelle hängen von der Massenübertragsrate ab. Mit steigender Helligkeit beobachtet man so eine höhere QPO-Frequenz.

Beim Übergang in den normalen Ast verschwinden QPO's und LFN. Eine plausible Erklärung dafür ist, daß die für ihre Entstehung verantwortlichen Plasmoiden nicht mehr gebildet werden. Man vermutet, daß sich bei diesem Übergang die innere Scheibe durch den Strahlungsdruck aufbläht und die Akkretion in diesem Zustand quasisphärisch, etwa wie bei einem schwarzen Loch, erfolgt (Hasinger, 1987b). Der Neutronenstern ist von einer dicken Materiewolke umgeben, die sich mit steigender Akkretionsrate vergrößert. Die nach außen dringende Strahlung muß eine immer größere optische Tiefe durchlaufen und wird dabei weicher und schwächer. Etwa ab der Mitte des normalen Astes bilden sich wieder QPO's aus. Diese unterscheiden sich in zwei Punkten von den QPO's auf dem horizon-

talent Ast. Ihre Frequenz, die immer etwa bei 6 Hz liegt, zeigt nur eine schwache Abhängigkeit von der Intensität und man beobachtet keinen LFN. Bei diesen Oszillationen könnte es sich um eine Grundschrwingung des Systems handeln. Nicht-radiale Oszillationen der Neutronensternatmosphäre wären eine mögliche Erklärung für diese QPO's.

Die dritte Art der Korrelation zwischen Härte und Intensität, der Flare-Ast, wird in diesem Bild eingenommen, wenn das System über dem Eddingtonlimit akkretiert. Bei Cyg X-2 nimmt die Helligkeit auf dem Flare-Ast ab, Sco X-1 dagegen vergrößert seine Leuchtkraft. Hasinger et al. (1988) interpretieren dies als einen Effekt der unterschiedlichen Inklinationen. Cyg X-2 wird unter einer großen Inklination gesehen, die aufgeblähte Akkretionsscheibe kann deswegen den inneren Teil der Emissionsregion verdecken und die Leuchtkraft bei den höchsten Akkretionsraten erniedrigen. Bei Sco X-1 sehen wir fast senkrecht auf die Akkretionscheibe, deswegen steigt bei dieser Quelle auch auf dem Flare-Ast die Leuchtkraft weiter an. Der Strahlungsdruck kann so groß werden, daß das System Masse über bipolare Jets ausstößt. In Radiobeobachtungen von Sco X-1 sind Hinweise dafür zu sehen.

4.1.3. VARIABILITÄT UND BIMODALES VERHALTEN VON GX17+2

GX17+2 zeigte während mehrerer Beobachtungen QPO's und aperiodische Variabilität. In Beobachtung (e) wurden QPO's mit variabler Frequenz zwischen 24 und 28 Hz gefunden, in Beobachtung (d) fand man QPO's bei 6 Hz (Stella et al., 1987a). In Beobachtung (b) fand man QPO's bei 2.4 Hz (Langmeier et al., 1985d).

Bild 4.3 gibt einen Überblick über die verschiedenen Arten der Variabilität und deren gegenseitige Abhängigkeit. Dargestellt sind die Leistungsspektren aller EXOSAT-Beobachtungen, in denen QPO's auftraten und zusätzlich Leistungsspektren, welche die aperiodische Variabilität dokumentieren. Das kleine Bild zeigt die Skizze der harten H-I-Relation, die Kreise markieren die Plätze, an denen die Leistungsspektren errechnet wurden. Leistungsspektrum (d) ist mit einem Faktor 0.1 multipliziert, um Überschneidungen in der Darstellung zu vermeiden. Zusam-

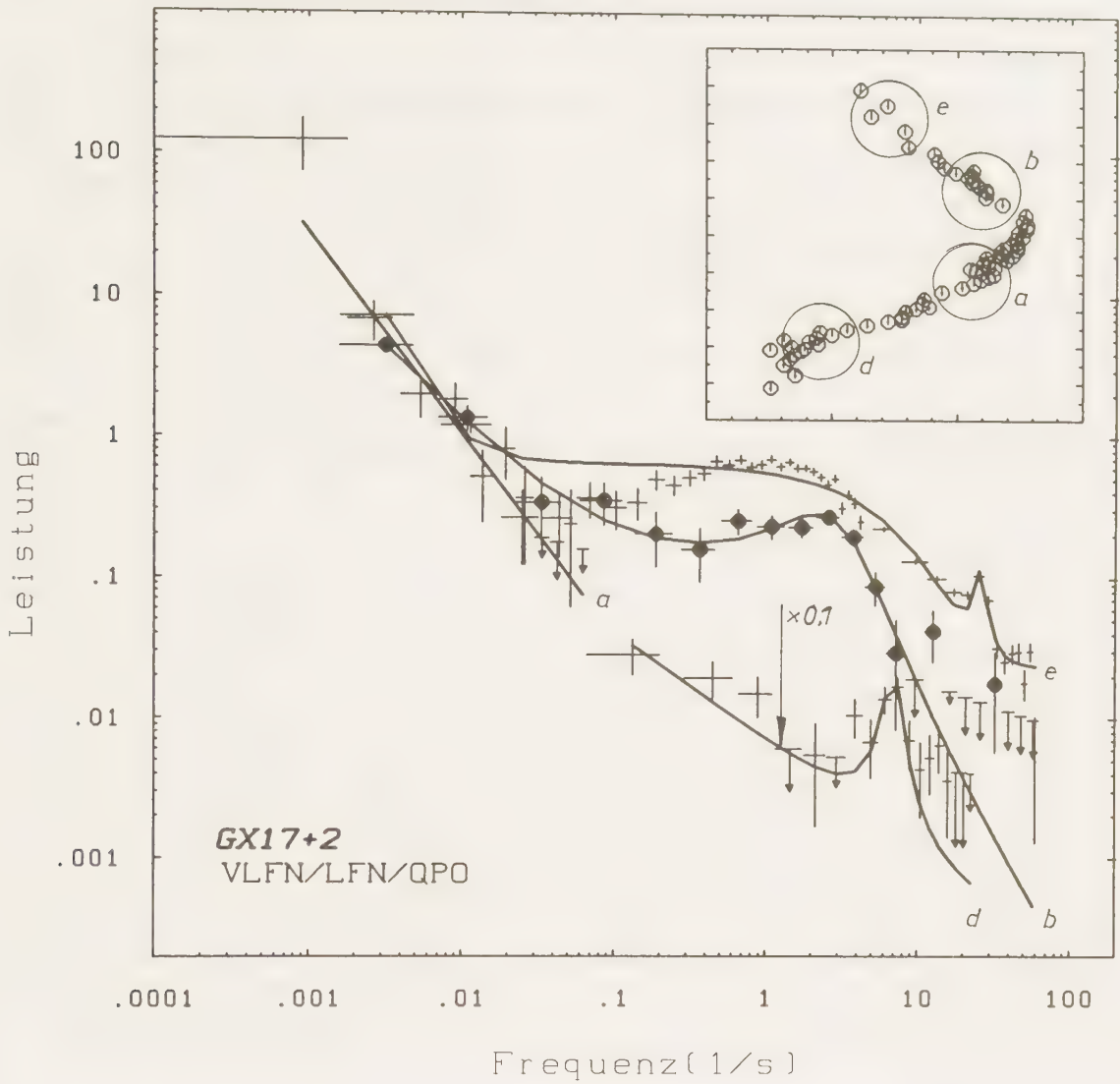


Abb. 4.3: Die Leistungsspektren der Beobachtungen (a),(c),(d) und (e) von GX17+2 mit dem harten H-I-Diagramm im kleinen Rahmen. Die Kreise markieren die Stellen im H-I-Diagramm, an denen die Leistungsspektrum gemessen wurden. Spektrum (d) ist mit dem Faktor 0.1 multipliziert, um Überschneidungen in der Darstellung zu vermeiden!

men mit den quasiperiodischen Oszillationen von ~ 25 Hz zeigt sich auf dem normalen Ast während Beobachtung (e) noch eine Komponente bei 1.2 Hz. Bei niederen Intensitäten und auf dem horizontalen Ast erscheint das Rote Rauschen des Röntgensignals am stärksten. Im Leistungsspektrum (e) dehnt sich die LFN-Aktivität bis 50 Hz aus, also weit über die 25 Hz QPO-Verteilung hinaus. Mit zunehmender Helligkeit der Quelle verschwinden die QPO's und der LFN. Im

Leistungsspektrum (b) ist nur noch die niederfrequente Komponente zu sehen. Der spektrale Verlauf dieser Komponente in (b) (Lorentz-Verteilung) und der eigenständige Charakter ließen einen Ursprung in quasiperiodischen Oszillationen vermuten (Langmeier et al., 1985d). Der Vergleich mit der Rauschkomponente bei 1.2 Hz im Leistungsspektrum (e) legt jedoch einen Zusammenhang mit dieser LFN-Komponente nahe. Eine ähnliche LFN-Komponente bei 2 Hz wird auch auf dem kurzen Stück des horizontalen Astes in Sco X-1 beobachtet (Hasinger, 1988). Auf dem normalen Ast ist keine LFN-Aktivität zu erkennen. Dort treten QPO's mit nahezu konstanter Frequenz bei $\sim 6.7\text{ Hz}$ (Leistungsspektrum (d)).

VLFN zeigt GX17+2 auf beiden Ästen. Die Abhängigkeit der Modulation von der Frequenz kann gut durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. Das Leistungsspektrum von (a) ist in Bild 4.3 mit der Anpassung eines Potenzgesetzes eingezeichnet. Der Unterschied bei höheren Frequenzen zu den Leistungsspektren des horizontalen Astes ist deutlich. Auffallend ist die Ähnlichkeit der VLFN-Komponente bei kleinen Frequenzen. Die Variabilität in noch größeren Zeitskalen um 1000 Sekunden scheint abhängig von der Intensität zu sein. Am deutlichsten ersieht man das direkt aus den Lichtkurven. Die Beobachtung mit der höchsten Intensität (c) zeigt kaum mehr VLFN. Die Modulation des Röntgensignals liegt bei einigen Prozent, während bei Beobachtung (d), bei niedrigeren Intensitäten, Fluktuationen bis zu 20% beobachtet werden. Die in 2.3.5 analysierte langwellige Modulation des Röntgensignals mit einer Periode von 1.4 h ist nur bei hohen Intensitäten, im Knie der H-I-Relation zu finden, dort wo der VLFN am niedrigsten ist.

Die Untersuchungen von GX17+2 decken sich mit dem für Sco X-1 und Cyg X-2 gefundenen Schema in folgenden Punkten:

- Das spektrale Verhalten ist bimodal. Ein horizontaler und ein normaler Ast werden beobachtet.
- Auf dem horizontalen Ast finden sich schnelle, variable QPO's ($23\text{--}28\text{ Hz}$) und Rotes Rauschen bis zu hohen Frequenzen (50 Hz)
- Auf dem unteren Teil des normalen Astes findet man langsame QPO's mit nahezu konstanter Frequenz ($\sim 7\text{ Hz}$)
- Das Rote Rauschen läßt sich gut mit einem Exponentialgesetz beschreiben.

Die genaue spektrale Form des LFN stimmt jedoch nicht mit der von Cyg X-2 überein.

- Auf dem normalen und horizontalen Ast wird VLFN beobachtet ($P \sim \nu^{-\alpha}$).

Es gibt jedoch auch Abweichungen:

- Die Frequenz der langsamen QPO's auf dem normalen Ast steigt mit der Intensität! (Stella et al., 1987a)
- Die Steigung des horizontalen Astes ist stärker geneigt als die entsprechenden Äste in Sco X-1 und Cyg X-2.
- Die normalen Äste liegen im Zweifarbendiagramm nicht übereinander.

4.1.4. VARIABILITÄT UND BIMODALES VERHALTEN VON 4U1705-44

Der VLFN, der bei 4U1705-44 beobachtet wird, läßt sich durch ein Potenzgesetz beschreiben. Sowohl die Modulation auch die Steigung des VLFN zeigen keine Abhängigkeit von Intensität und spektralem Zustand.

In den Beobachtungen (a), (c) und (d) ist kein LFN zu sehen. Nur im spektral harten Minimumszustand (siehe Abschnitt 3.3.4) tritt starker LFN auf. Die Unterscheidung zwischen VLFN und LFN wird hierbei deutlich. Der LFN ist nicht nur durch einen höheren Frequenzbereich charakterisiert, sondern auch durch seine funktionelle Abhängigkeit von der Frequenz. Der LFN im Leistungsspektrum (b) von 4U1705-44 wird durch ein Exponentialgesetz am besten beschrieben. Die Modulation des Signals im LFN liegt in der Größenordnung von 10 % (*rms*). Dieser Wert ist im Vergleich mit anderen Quellen erstaunlich hoch. Das Auftreten dieses starken LFN in dem spektral harten, aber intensitätsschwachen Zustand zeigt Ähnlichkeit mit den Beobachtungen von LFN auf horizontalen Ästen. Tatsächlich ist die H-I-Relation in diesem harten Zustand sehr flach. Auffallend ist auch das signifikante Signal bis hin zu hohen Frequenzen im Leistungsspektrum (b). Dieses hochfrequente Rauschen, das keine Abhängigkeit von der Frequenz zeigt, wird auch in Sco X-1 beobachtet (Hasinger et al., 1988). Es könnte seinen Ursprung in der schnellen Rotation einer anisotrop leuchtenden Neutronensternoberfläche haben. LFN und QPO's haben in magnetosphärischen Modellen den gleichen Ur-

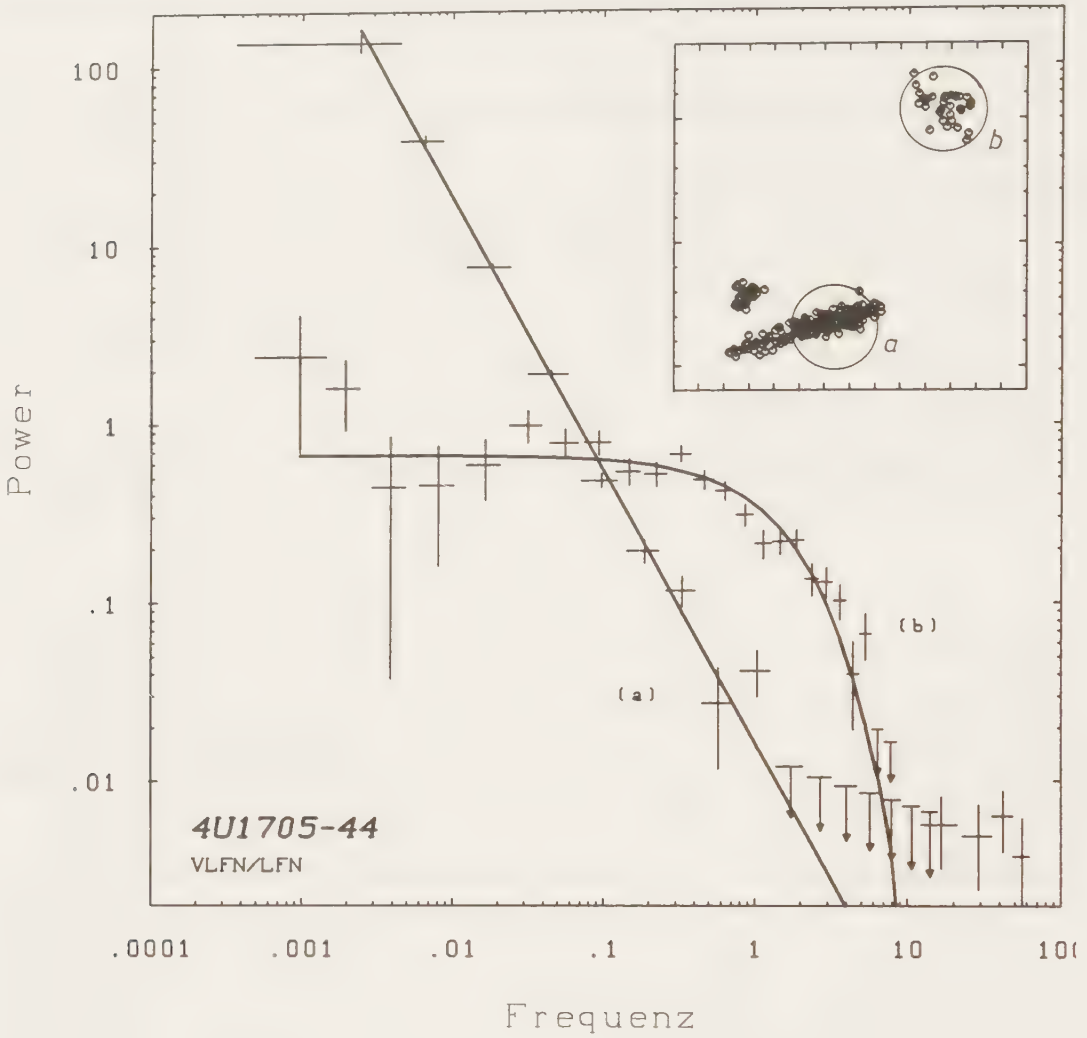


Abb. 4.4: Die Leistungsspektren von 4U1705-44 im Maximum und Minimum der beobachteten Intensität. In der Skizze des Zweifarbendiagramms sind die Stellen markiert, an denen die Leistungsspektrum errechnet wurden.

sprung. Deshalb ist die Wahrscheinlichkeit, bei Quellen, die LFN zeigen, auch QPO-Aktivität zu beobachten, sehr groß. Auch in 4U1705-44 zeigen sich parallel zur Ausbildung von LFN Anzeichen von quasiperiodischer Aktivität. Am Ende der Beobachtung (b) bildet sich eine QPO-Spitze bei 3.5 Hertz im Leistungsspektrum aus. Die Autokorrelationsfunktion zeigt einen gedämpften Sinus mit einer exponentiellen Abklingkurve. Die Kohärenzlänge der QPO's beträgt 1 bis 2 Zyklen. Die Untersuchungen von 4U1705-44 zeigen einige Ähnlichkeiten zum oben

besprochenen Muster der Variabilität der LMXB's:

- Das spektrale Verhalten ist zumindest bimodal. In einer Beobachtung (b) ist die Härte antikorreliert zur Intensität.
- Auf dem horizontalen Ast findet sich LFN und Anzeichen von QPO-Aktivität.
- Der LFN zeigt eine exponentielle Abhängigkeit von der Frequenz.
- Auf dem spektral weichen normalen Ästen findet sich VLFN.

4.1.5. DIE NATUR DES ROTEN RAUSCHENS UND DER QPO's

Die Leistungsspektren stellen keine ein-eindeutige Darstellung periodischer oder aperiodischer Vorgänge dar. Meist führen mehrere Prozesse zum gleichen Frequenzspektrum.

In den Zählraten kann man Fluktuationen auf langen Zeitskalen direkt nachweisen. Ein gutes Beispiel hierfür ist Beobachtung (a) von 4U1705-44. Man erkennt schnelle Intensitätswechsel innerhalb von 100 Sekunden und stetige Wechsel in Bereich von Stunden (Bild 3.1). Beim VLFN handelt es sich zweifelsfrei um reale Intensitätsfluktuationen in den gemessenen Frequenzbereichen, deren Amplituden einem Potenzgesetz mit $A^2 \sim \nu^{-\alpha}$, $\alpha \leq 2$ folgen. Die Mechanismen, welche diese Fluktuationen hervorrufen können, sind Variationen der Akkretionsrate oder turbulente Vorgänge in der Akkretionsscheibe. Wahrscheinlich sind mehrere verschiedene Ursachen für den VLFN verantwortlich.

Schwieriger als der VLFN ist die Natur des LFN zu bestimmen, da eine direkte Überprüfung der Raten nicht möglich ist. Bei zu großer Zeitauflösung dominiert das Photonenrauschen die Zählraten. Der LFN in den Leistungsspektren könnte eine direkte Folge von Variabilität der Intensität sein. Aber, er könnte auch eine bloße mathematische Repräsentation einer sehr schnellen Fluktuation darstellen. Je kürzer und schärfer Änderungen der Intensität sind, desto breiter ist die dazugehörige Frequenzverteilung im Leistungsspektrum. Bei Auftreten von Intensitätsblitzen ("shot-noise") würden im Leistungsspektrum in Frequenzbereichen große Amplituden errechnet, ohne daß die Intensität wirklich mit diesen

Frequenzen moduliert ist. Ein Anhaltspunkt für die Natur der Variabilität ist die Abhängigkeit der Amplitude von der Frequenz. Anders als beim VLFN, läßt sich das Spektrum des LFN mit einer Exponentialverteilung oder einer Lorentz-Verteilung beschreiben. Diese Tatsache deutet auf die oben erwähnte "shot-noise"-Variabilität hin. Allerdings können andere Ursachen nicht ausgeschlossen werden. Wie beim VLFN wird die gemessene Variabilität eine Mischung aus vielen Effekten sein. Die turbulente innere Scheibe mit Keplerfrequenzen von 1-100 Hz kann auf verschiedene Arten den Röntgenfluß in diesem Frequenzbereich modulieren.

Die Frequenzabhängigkeit der QPO's auf dem horizontalen Ast bei GX17+2 deutet auf einen magnetosphärischen Ursprung hin. Die innerhalb der Fehlergrenzen konstanten QPO's auf dem normalen Ast mit 6.7 Hz können einen anderen Erzeugungsmechanismus haben. Ein Hinweis darauf ist das Fehlen von LFN auf dem normalen Ast. Die Breite der QPO-Spitzen im Leistungsspektrum kann verschiedene Ursachen haben. Eine Möglichkeit besteht darin, daß die Intensität tatsächlich mit Frequenzen einer bestimmten Verteilung moduliert ist. Eine weitere Möglichkeit, eine breite Spitze zu erzeugen, ist eine zufällige Verteilung der Phasen im Signal. Meist wird jedoch die Breite auf die endliche Dauer der Oszillationen zurückgeführt. Typische Kohärenzlängen der quasiperiodischen Oszillationen der LMXB's sind $\sim 0.5 - 2$ (Stella, 1987c).

4.2. BIMODALES VERHALTEN UND DIE VARIABILITÄT DER SPEKTREN

Um die Spektren der beiden Röntgendoppelsterne GX17+2 und 4U1705-44 zu beschreiben, sind Emissionsmodelle mit zwei Komponenten nötig. Die beiden Modelle, die die besten Anpassungen lieferten, sind die Schwarzkörperemission mit einer thermischen Bremsstrahlungskomponente oder mit einem Boltzman-Wien-Modell. Beide Modelle erzielten ungefähr die gleichen χ^2 . Das Modell mit der thermischen Bremsstrahlung benötigt aber einen freien Parameter weniger und wäre also rein mathematisch dem Modell mit der Boltzmann-Wien-Komponente vorzuziehen. Wir verwendeten jedoch das letztere Modell, da sich erstens alle Spektren damit gut beschreiben lassen, und weil zweitens eine optisch dünne, thermische Bremsstrahlung wegen der Größe des benötigten Emissionsgebietes und der kleinen Äquivalenzbreite der Eisenfluoreszenzlinien physikalisch nicht sinnvoll erscheint.

In diesem Abschnitt wird versucht, aus den Parametern der Eisenlinien und der Kontinuumspektren Aufschluß über das Emissionsgebiet und dessen Beschaffenheit zu erhalten. Danach sollen die bimodalen Änderungen der Spektren anhand des Zweikomponentenmodells diskutiert werden. Es wird auch versucht werden, dem H-I-Diagramm eine physikalische Interpretation zu geben.

4.2.1. DIE EISENLINIEN

Die Spektren zeigen eine schwache Emissionslinie bei 6.7 keV. Die Äquivalenzbreite der Linien von ungefähr 100 eV ist so klein, daß die Meßergebnisse durch die Ungewißheit des Kontinuumverlaufs und den Einfluß der Absorptionskante direkt über der Linie beeinflußt werden. Ein Vergleich des Ergebnisses von Sztajno et al. (1985b), die als Kontinuumsmodell für GX17+2 eine doppelte Schwarzkörperemission verwendeten, mit der vorliegenden Arbeit macht dies deutlich.

Die Energie der Linie in Abhängigkeit vom Ionisationszustand ist in Bild 4.5 aufgetragen. Die Lage der Linie ist nicht sehr sensitiv für den Ionisationszustand. Zudem ist die Energieauflösung des ME-Detektors zu schlecht, um nur aus ihrer Energie auf den Ionisationszustand des emittierenden Plasmas zu schließen. Die

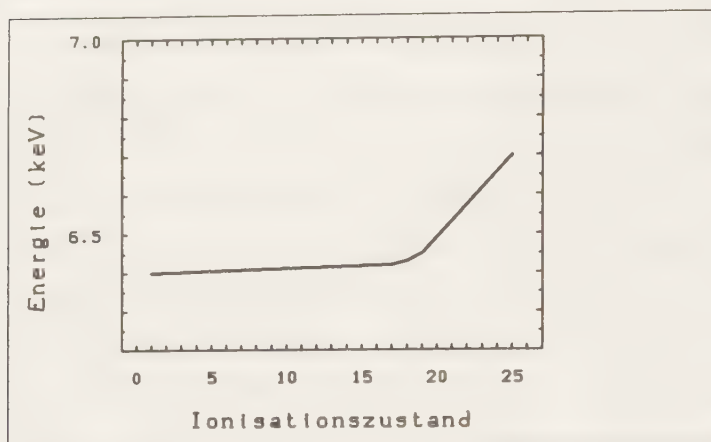


Abb. 4.5: Die Energie der K_{α} -Eisenemissionslinie als Funktion des Ionisationszustandes (nach K. Kajanka 1986.)

Äquivalentbreite der Linie von GX17+2 mit 100 eV und in 4U1705-44 mit 100 eV deutet auf ihre Entstehung in einem heißen Plasma, der Röntgenkorona, nahe des Neutronensterns hin. Die FWHM der Linien liegen bei $1.1 \pm 0.5 \text{ keV}$ und $0.6 \pm 0.3 \text{ keV}$. Im Rahmen eines Modells für Röntgendoppelsterne, in dem Akkretion von Materie auf einen Neutronenstern mit schwachem Magnetfeld erfolgt, sind mehrere Verbreiterungsmechanismen möglich. Neben Comptonisation durch eine Plasmawolke könnte Rotverschiebung durch das starke Gravitationsfeld oder Dopplerverschiebung durch hohe Keplergeschwindigkeiten verantwortlich für die großen beobachteten Breiten der Linien sein. Allerdings sollte in den letzten beiden Fällen die Emission nahe dem Neutronenstern erfolgen. Dort liegt das Eisen aber vollständig ionisiert vor und Linienemission ist unwahrscheinlich. Die Linienbreite ist möglicherweise auf Comptonstreuung zurückzuführen. Die optische Tiefe des streuenden Mediums spielt hierbei eine große Rolle. Vergrößert sich die optische Tiefe, so verbreitert sich die Eisenlinie $\Delta E/E_L = 2\sqrt{\ln 2} \sqrt{\frac{kT_e}{m_e c^2}} \tau$ (Pozdnyakov, 1978), und ihre Linienenergie ändert sich in Abhängigkeit von der Temperatur des Mediums. Deshalb ist die Bestimmung des Ionisationszustandes des Eisens nicht vertrauenswürdig. Die Lage der Linie bei 6.7 keV würde auf wasserstoffartiges Fe^{+25} schließen lassen. Die Breite der Linien kann man unter der Annahme, daß das streuende Medium ein kT in etwa der Größenordnung der Linienenergie besitzt, zur Abschätzung der optischen Tiefe heranziehen. Aus obiger Abschätzung folgt $\tau \sim 5$.

4.2.2. DIE BERECHNUNG DES EMISSIONSMASSES

Mit der Größe des Röntgenflusses, bestimmt aus der Anpassung einer thermischen Bremsstrahlungskomponente an das Spektrum (a) von 4U1705-44, und einer angenommenen Distanz von 10 kpc kann die Größe des Emissionsmaßes, die für die beobachtete Helligkeit notwendig wäre, abgeschätzt werden. Die totale Bremsstrahlungshelligkeit eines thermischen Plasmas über alle Frequenzen ist durch

$$L_{TB} = 4\pi V \int \epsilon_\nu d\nu \simeq 1.43 \cdot 10^{-27} T^{1/2} N_e N_i V Z^2 g \text{ ergs s}^{-1} \quad (4.1)$$

(Astrophysical Formulae S.48) gegeben. Hierbei ist der Brechungsindex auf 1 gesetzt. Mit der Abschätzung $Z^2 \sim 1$, $g \sim 1$ und $N_e \sim N_i$ erhält man

$$L_{TB} \simeq 1.43 \cdot 10^{-27} T^{1/2} N_e^2 V \text{ ergs s}^{-1} \quad (4.2)$$

Der Fit ergab eine Temperatur der Bremsstrahlungskomponente von 7.1 keV und eine Leuchtkraft von $8 \cdot 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$. Damit erhalten wir als Abschätzung für das Emissionsmaß mit

$$N_e^2 V \simeq 6.2 \cdot 10^{60} \text{ cm}^{-3}$$

einen Wert, der mit dem von White et al. (1986b) abgeschätzten übereinstimmt. Für eine optische Tiefe von $\tau = 5$, wie wir sie aus der Analyse der Breite der Eisenlinie erhalten, ergibt sich mit $r = 10^{60} \sigma_T^2 \tau_T^{-2}$ eine Ausdehnung des Emissionsgebietes von $\sim 10^5 \text{ km}$, für $\tau = 100$ eine Ausdehnung von $\sim 10^3 \text{ km}$. Vernünftige Größen für das Emissionsgebiet lassen sich nur mit optischen Tiefen erlangen, für die Comptonisierung eine Rolle spielt.

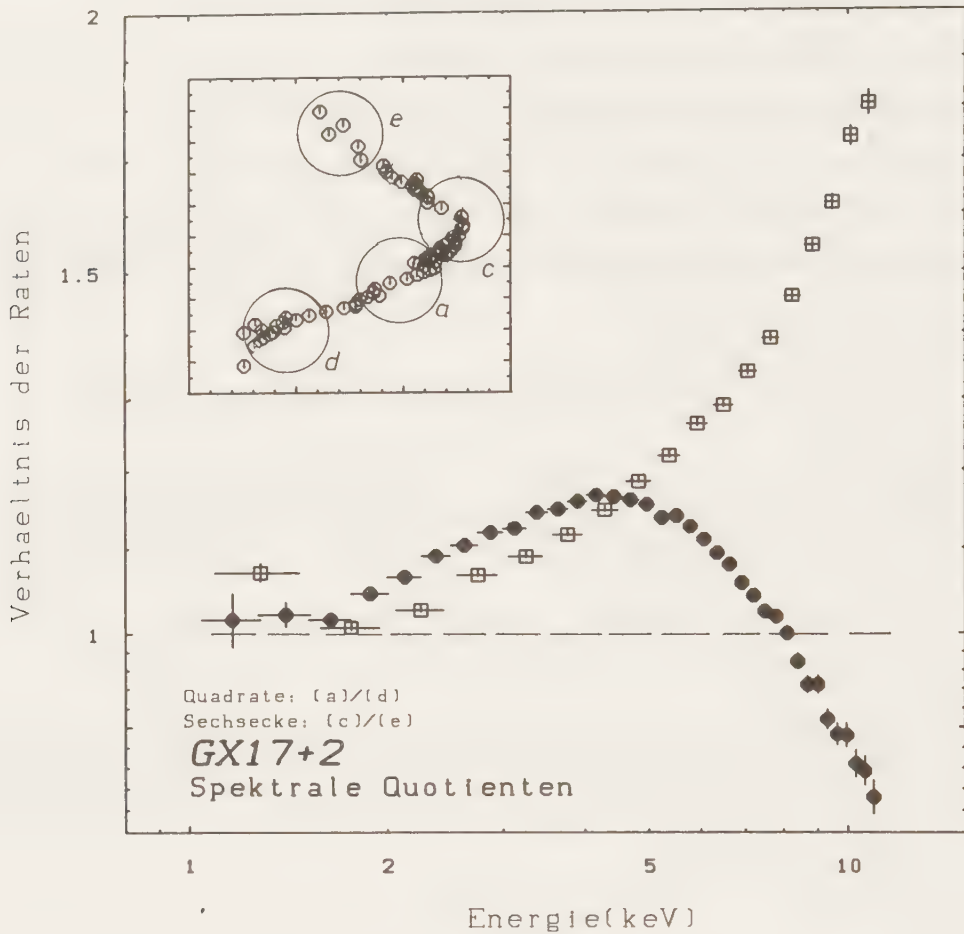


Abb. 4.6: Die Quotienten der Pulshöhenspektren in Abhängigkeit von der Energie für GX17+2. Die Werte der Quotienten, die als Quadrate gezeichnet sind, zeigen das Verhältnis von zwei Spektren auf dem normalen Ast. Die Intensitätsänderungen auf dem normalen Ast erfolgen hauptsächlich bei Energien zwischen 5 und 10 keV. Die Sechsecke stehen für einen Übergang auf dem horizontalen Ast. Die Zunahme der Leuchtkraft ist dort auf ein Anwachsen der Intensität im Energiebereich um 9 keV zurückzuführen. In der Skizze des H-I-Diagramms sind die Lagen der Spektren eingetragen.

4.2.3. DIE VARIABILITÄT DER SPEKTREN

In Bild 4.6 sind die Quotienten von jeweils zwei ausgesuchten Pulshöhenspektren von GX17+2 gegen die Energie aufgetragen. Diese Quotienten sind frei von Modellannahmen und unabhängig von der Detektorempfindlichkeit. Die kleine Zeichnung in der linken oberen Ecke zeigt die Stellen im H-I-Diagramm, an denen die Spektren gemessen wurden. Die Veränderlichkeit auf dem normalen Ast ist

repräsentiert durch die Quotienten der Spektren von (a)/(d). Die Variabilität ist auf einen Anstieg der harten spektralen Komponente zurückzuführen.

Spektrum (b) wurde nahe dem Knickpunkt des Zweifarbendiagramms akkumuliert. Der Übergang von Spektrum (b) nach Spektrum (e) charakterisiert damit die spektralen Änderungen auf dem horizontalen Ast. Der "Buckel" in den Quotienten kann im verwendeten Zweikomponentenmodell durch die Änderungen der Schwarzkörperintensität beschrieben werden. Auf dem horizontalen Ast ist die Schwarzkörperemission relativ am schwächsten. Sie liefert nur 20% der Photonen am Beginn des horizontalen Astes, beim Übergang auf den normalen Ast sind es schon 50 %. Die wichtigsten Ergebnisse der spektralen Analyse von GX17+2 sind:

- Das Spektrum kann durch zwei Komponenten beschrieben werden, eine Schwarzkörperkomponente und eine comptonisierte Komponente
- Es gibt zumindest zwei deutlich unterscheidbare Arten der spektralen Variabilität. Im verwendeten Zweikomponentenmodell läßt sich die Variabilität auf dem horizontalen Ast der Änderung der Schwarzkörperintensität und die Variabilität auf dem normalen Ast der Änderung der Intensität der comptonisierten Komponente zuordnen.

Zur Beschreibung der Spektren von 4U1705-44 ist für die intensitätschwächeren Beobachtungen nur eine Komponente nötig. Dieser Umstand drückt sich auch in den spektralen Quotienten aus. Der Übergang vom normalen Ast bei (c) zum horizontalen Ast bei (b) wie auch die Variation auf dem normalen Ast nach (a) ist durch ein Ansteigen der harten Boltzman-Wien-Komponente gekennzeichnet (siehe Bild 4.7). Der horizontale Ast ist zu kurz und die Intensität zu niedrig, um signifikante Quotienten von diesem Ast zu erhalten. Wie oben läßt sich aber feststellen:

- Die Änderungen auf dem normalen Ast können auf Änderungen der Intensität der Boltzman-Wien-Komponente zurückgeführt werden.

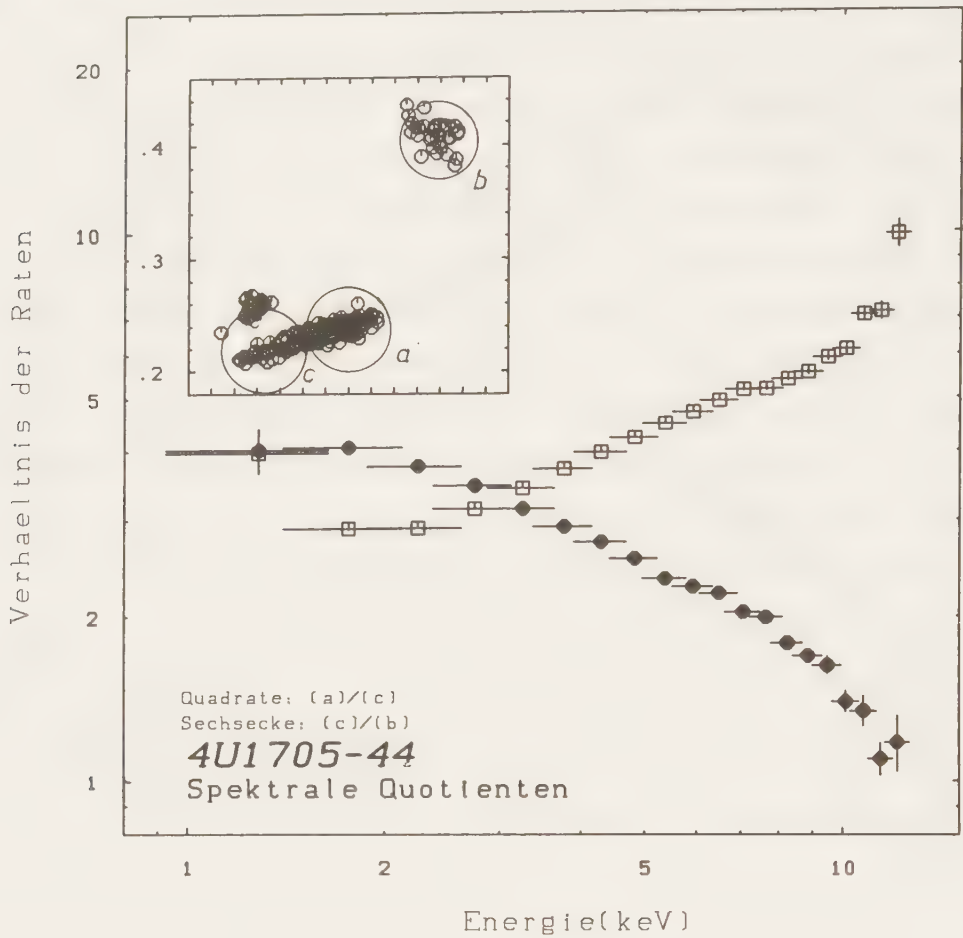


Abb. 4.7: Die Quotienten der Pulshöhenspektren in Abhängigkeit von der Energie für 4U1705-44. In der Skizze des Zweifarbendiagramms sind die Lagen der Spektren eingetragen.

4.2.4. PHYSIKALISCHE PARAMETER UND H-I-DIAGRAMM

Die Helligkeit wird im H-I-Diagramm durch die Zählrate im Energiebereich 1-15 keV repräsentiert. Sie hängt mit der Gesamtleuchtkraft des Systems über die Detektoreffizienz und die bolometrische Korrektur zusammen. Die vorliegenden Röntgenspektren sind weich, so daß die bolometrische Korrektur in erster Näherung vernachlässigbar ist. Die Entfaltung mit der Detektorempfindlichkeit sollte in den vorgegebenen Temperaturbereichen für alle verwendeten Spektren in etwa gleich sein. Die Zählrate, die als unabhängige Variable im H-I-Diagramm auftritt, ist damit der Leuchtkraft des Systems in erster Näherung proportional.

Die Steigung des Spektrums, ausgedrückt durch die Flußquotienten, gibt die

Temperatur der harten Spektralkomponente wieder. Die Anpassungen an die Spektren von 4U1705-44 zeigen, daß der harte Flußquotient mit der Temperatur der harten Komponente gut korreliert ist (siehe Abb. 3.15).

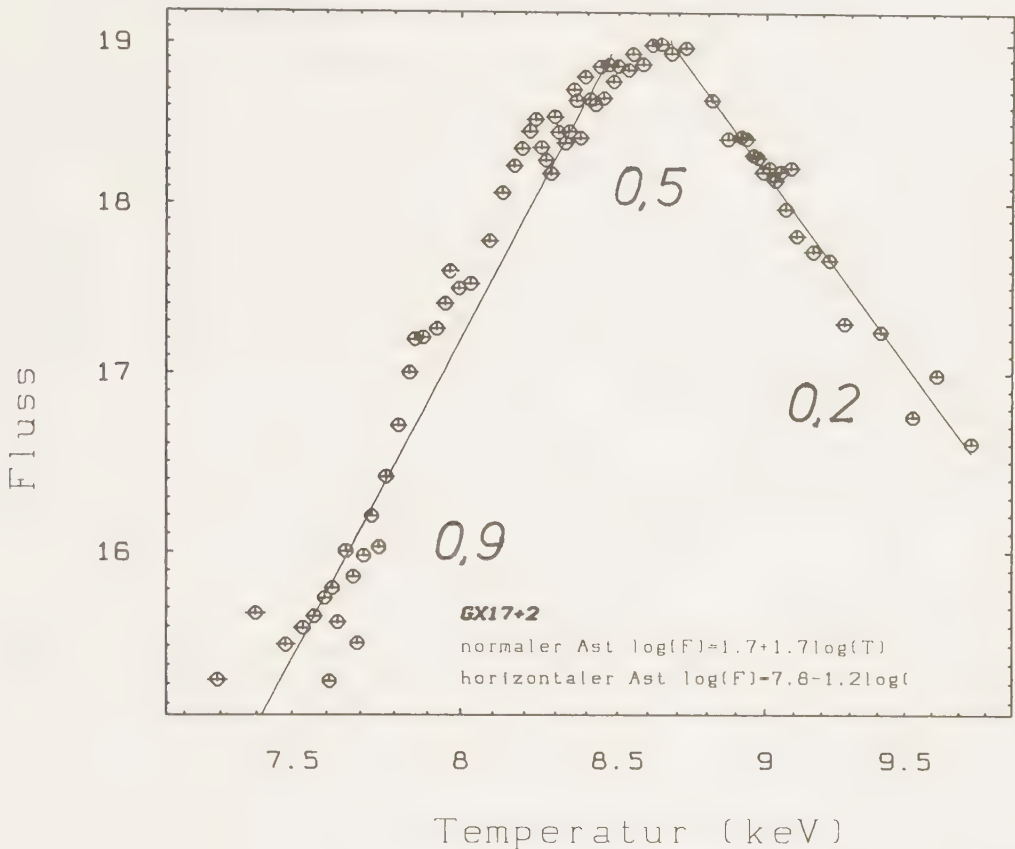


Abb. 4.8: Das aus der H-I-Relation von GX17+2 abgeleitete T-F-Diagramm in log-log Darstellung. Die durchgezogenen Linien sind lineare Regressionen an die beiden Äste. Links ist der normale Ast und rechts der horizontale Ast des H-I-Diagramms zu sehen. Die Zahlenwerte entlang der Äste beziehen sich auf das Verhältnis der Flüsse von Schwarzkörperkomponente zu Boltzman-Wien-Komponente an dieser Stelle.

Um die Transformation der Härte in eine Temperatur und der Intensität in einen Fluß umzuwandeln, wurden die Werte aus den spektralen Anpassungen verwendet. Daraus wurden die Abhängigkeit zwischen Härte und Boltzmann-Wien Temperatur einerseits und dem Gesamtfluß und der Intensität andererseits durch lineare Beziehungen angepaßt. Die Transformationen der Härte in eine Temperatur und der Intensität in eine Leuchtkraft ermöglichen die Darstellung der H-I-

Relation als Temperatur-Leuchtkraft Diagramm. Dabei wird die Temperatur zur unabhängigen Variablen. (Bild 4.8) zeigt die abgeschätzten Flußwerte aufgetragen gegen die Temperatur in doppellogarithmischer Darstellung. Die durchgezogenen Linien sind lineare Regressionen der beiden Äste. Das Verhältnis zwischen Schwarzkörperkomponente und Boltzman-Wien-Komponente ist durch die Zahlenwerte entlang der Äste in Bild 4.8 angegeben. Im folgenden soll versucht werden, die beiden Äste des bimodalen Verhaltens mit möglichst einfachen Mitteln zu charakterisieren. Dabei sollen zwei Grundformen der Emission, optisch dünne und optisch dicke Strahlung, benutzt werden.

Bei GX17+2 fällt die Leuchtkraft auf dem horizontalen Ast bei steigender Temperatur. Bei 4U1705-44 ist der horizontale Ast nahezu eine "Isotherme". Auf den normalen Ästen ist der Fluß bei beiden Quellen positiv mit der Temperatur korreliert.

Der Fluß optisch dicker Strahlung ist der Oberfläche des Emissionsgebietes proportional: $F \sim T^4 V^{2/3}$. Bei GX17+2 hat der normale Ast im $\log(T)$ - $\log(F)$ Diagramm eine Steigung von ~ 2 . Die Abhängigkeit des Flusses von der Temperatur ist also flacher als bei Schwarzkörperstrahlung. Eine mögliche Erklärung liegt in der Temperaturabhängigkeit der Größe und Oberfläche des Emissionsgebietes. Im optisch dichten Fall sollten Veränderungen des Emissionsgebietes im Bereich von Stunden adiabatisch ablaufen. Für eine freie adiabatische Expansion des Emissionsvolumens gilt $VT^{\frac{1}{\gamma-1}} = \text{const}$; mit $\gamma = c_p/c_v$. Mit der Steigung von ~ 2 bestimmt sich γ zu $4/3$, dem Wert für ein einatomiges, ideales Gas. Diese Beschreibung charakterisiert folgendes Verhalten: Eine adiabatisch expandierende Sphäre kühlt sich ab, gewinnt aber an Oberfläche. Der Fluß von dieser sich abkühlenden Sphäre fällt nicht mit T^4 sondern —wegen der sich vergrößernden Oberfläche— nur mit T^2 .

Die Steigung für den horizontalen Ast ist negativ. Dieser Umstand kann wohl, läßt man die Möglichkeit von Bedeckungen bei gleichzeitiger Temperaturerhöhung außer acht, nur durch optisch dünne Emission erklärt werden ($F \sim T^{1/2} n_e n_i V$). Unter der Annahme, daß $n_e n_i = N^2 \sim V^{-2}$ (für Wasserstoff) folgt für die Abhängigkeit des Flusses von der Temperatur $F \sim T^{1/2} V^{-1}$. Interpretiert man den Unterschied zur beobachteten Abhängigkeit des Flusses von der Temperatur ($F \sim T^{-1/2}$) als Effekt der Temperaturabhängigkeit des Emissionsvolumens, so

ergibt sich das V proportional T ist. Mit dieser groben Analyse läßt sich also das horizontale Verhalten im H-I-Diagramm zumindest qualitativ als Änderung der Emission aus einem optisch dünnen Gebiet deuten. Die Art der spektralen Variabilität auf den normalen Ästen kann als optisch dickes Verhalten gedeutet werden. Diese Vermutungen werden bekräftigt durch den Umstand, daß das Verhältnis des Schwarzkörperflusses zum Fluß der thermischen Komponente entlang des horizontalen Astes steigt und sich auch noch auf dem normalen Ast vergrößert. Wir interpretierten in dieser Abschätzung die Abweichungen der Temperaturabhängigkeiten der Flüsse von den einfachen Strahlungsformeln als Effekte der Temperaturabhängigkeiten der Emissionsgebiete. Die Spektren der LMXB's sind aus mehreren Emissionskomponenten zusammengesetzt. Es ist daher stark vereinfachend, die einzelnen Äste als Ergebnis der Variation einer Komponente darzustellen. Die Abweichungen von den Temperaturabhängigkeiten der einfachen Emissionsformeln können auch durch das komplizierte Zusammenspiel mehrerer Emissionskomponenten zustandekommen.

4.3. DIE MASSENAKKRETIONSRATE

Die beiden Quellen GX17+2 und 4U1705-44 bewegten sich während einzelner Beobachtungen immer in einem relativ begrenzten Bereich des H-I-Diagramms. Sie änderten ihr Verhalten also langsam. Nur manchmal deutete sich ein Übergang zwischen zwei Ästen an. Ein abrupter Wechsel zwischen horizontalem und normalem Ast wurde nicht beobachtet. Dies läßt auf physikalische Prozesse mit einer Zeitskala von Stunden als Ursache des bimodalen Verhaltens schließen. In den folgenden Abschnitten wird die Variation der Massenakkretionsrate als mögliche Ursache des bimodalen Verhalten untersucht. Wie vorher angedeutet, fällt dem Verlauf der Akkretionsrate entscheidende Bedeutung zu. Es soll hier versucht werden, die Stärke und die Richtung der Zunahme der Akkretion im H-I-Diagramm zu bestimmen.

4.3.1. DIE 1.4 STUNDEN PERIODE VON GX17+2 UND $\dot{M}$

Die Zeitanalyse der kontinuierlichen Emission von GX17+2 zeigt eine Modulation der Röntgenemission mit einer Periode von 1.4 Stunden. Eine naheliegende Erklärung ist, daß die beobachtete Modulation des Röntgensignals von der Bahnbewegung des Doppelsternsystems verursacht wird. Dabei wird die ausgedehnte Röntgenquelle (Röntgenkorona) durch einen verdickten Teil im äußeren Rand der Akkretionsscheibe partiell bedeckt. Diese Verdickung entsteht an dem Ort, wo die akkretierte Materie auf die Scheibe trifft. Da diese Struktur ihre Form und Dicke mit der Änderung des Akkretionsflusses ändert, erwartet man in einem solchen Fall zwar immer die gleiche Periode, doch Phase und Stärke der Modulation können großen Änderungen unterworfen sein. Im Falle von GX17+2 würde eine 1.4 Stunden Umlaufperiode auf das Vorhandensein eines entarteten Zwerges als Partner hindeuten (z.B. Paczinsky, 1981; Taam, 1985). Die Periode ist zu kurz, um die Akkretionsrate durch die nukleare Entwicklung des Begleitsterns zu erklären. Unter der Annahme, daß der Begleiter von GX17+2 ein halbentarteter Wasserstoffstern ist, erhält man für eine Periode von 1.4 h zwei Werte für die Masse des Begleiters, $0.03 M_{\odot}$ und $0.1 M_{\odot}$. Die dazugehörigen Massenakkretionsraten $\dot{M}$ sind $6 \cdot 10^{12} g s^{-1}$ und $4.2 \cdot 10^{14} g s^{-1}$. Falls der Begleiter ein Heliumstern ist, wäre

dessen Masse bei $0.005 M_{\odot}$, also fast in der Größe eines Planeten. In diesem Fall liegt die mögliche Massenakkretionsrate bei $6 \cdot 10^{12} \text{ g s}^{-1}$ (Savonjie, 1986).

GX17+2 liegt in einer unbekannten Entfernung in Richtung des galaktischen Zentrums. Die obere Grenze für die Wasserstoffsäulendichte N_{H} von 10^{22} cm^{-2} läßt auf eine Entfernung von 3-10 kpc schließen. Unter der Annahme, daß die Bursts die von *Hakucho* und *EXOSAT* beobachtet wurden, Typ-I-Bursts waren und in der Spitzenhelligkeit die Eddingtonleuchtkraft erreichten, errechnet man eine Entfernung von 10 kpc (Sztajno et. al., 1986, Tawara et. al., 1985). Da die totale Röntgenhelligkeit bei $1 \cdot 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ liegt, müßten in einer Entfernung von 10 kpc $1 \cdot 10^{12} \text{ g s}^{-1}$ akkretiert werden, um die beobachteten Leuchtkräfte zu erzielen. Solche hohen Akkretionsraten können aber nicht durch Gravitationsstrahlung alleine erzielt werden, sondern erfordern einen zusätzlichen Mechanismus, z.B. magnetic braking, um den Massenübertrag zu betreiben (Verbunt und Zwaan, 1981). Die Modulation kann, nach dem jetzigen Stand der Theorie, nur durch die Orbitalperiode des Systems GX17+2 verursacht sein, falls die Akkretionsrate stärker ist als für einen Masseübertrag durch Gravitationsstrahlung erwartet wird und die Quelle näher bei uns liegt als das galaktische Zentrum. Es gibt allerdings bestätigte Umlaufperioden von LMXB's im Stundenbereich und darunter. Der Burster 4U1915-05 besitzt eine Orbitalperiode von 50 Minuten (White et al., 1982). Swank et al. (1984) weisen darauf hin, daß auch in diesem Fall Bahndrehimpulsverluste über Gravitationsstrahlung nicht ausreichen, um den erforderlichen Massenübertrag zu bewirken. Zusätzliche Mechanismen sind auch bei 4U1915-05 notwendig, um genügend Masse zu akkretieren, die die hohen Leuchtkräfte erzeugt.

4.3.2. AKKRETIONSRATE UND BURSTHÄUFIGKEIT

In Bild 4.9 ist die Abhängigkeit der Wartezeit zwischen zwei Bursts in Abhängigkeit von der Massenakkretionsrate aufgetragen (nach Ayasli und Joss, 1982). Die Kreuze stellen die Meßpunkte für 4U1705-44 dar, wobei die Massenakkretionsrate durch $\dot{M} \sim L/0.1c^2$ abgeschätzt wurde. Der Fluß von 4U1705-44 variierte zwischen $1.4 \cdot 10^{-9}$ und $2.5 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, gemessen zwischen 1 und 20 keV. Die Lage der Meßpunkte nahe der Kurve zeigt, daß die Werte für die Akkretionsraten, welche aus den Leuchtkräften errechnet wurden, mit denen, die man aus den Wartezeiten errechnet, in etwa übereinstimmen. Die Beobachtung mit dem niedrigsten Fluß zeigt das härteste Spektrum. Unter der Annahme, daß der spektrale Verlauf sich auch bei höheren Energien nicht ändert, ergibt die Integration für den Fluß zwischen 1 und 100 keV $2.4 \cdot 10^{-9}$ und $2.6 \cdot 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die 1-100 keV Flüsse von 4U1705-44 würden also auf eine fast konstante Akkretionsrate während der Burstbeobachtungen hinweisen.

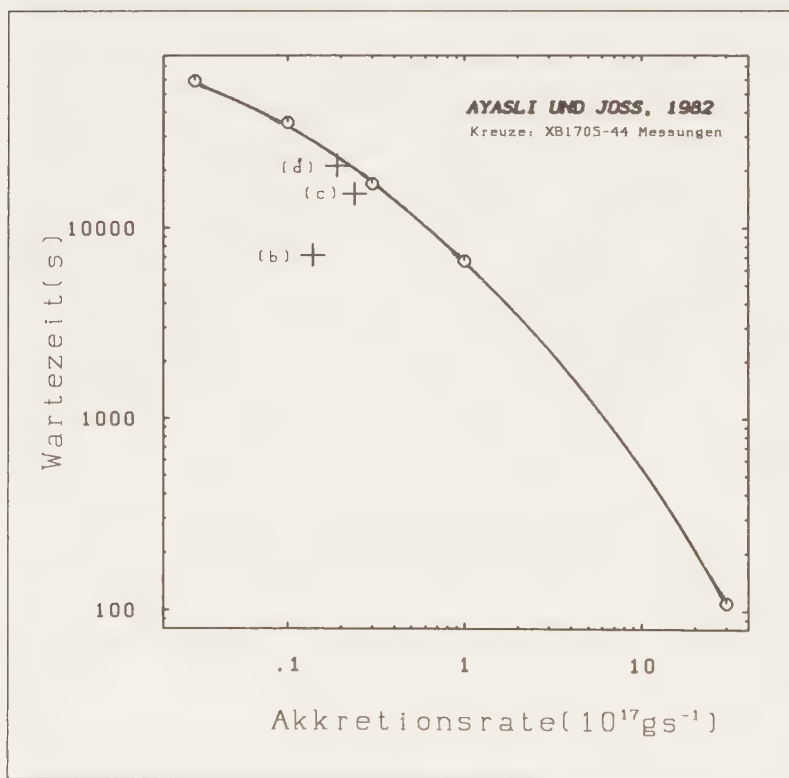


Abb. 4.9: Die Wartezeit zwischen zwei Bursts in Abhängigkeit von der Massenakkretionsrate nach Ayasli und Joss (1982). Nach diesen Berechnungen sinkt die Wartezeit mit steigender Akkretionsrate. Die Kreuze bezeichnen die gemessenen Werte von 4U1705-44. Die Akkretionsrate ist mit $\dot{M} \simeq L/0.1c^2$ bei einer Entfernung von 10 kpc bestimmt.

Damit wird die Diskrepanz zwischen dem Masseübertrag, den die Bursttheorie liefert und der Abschätzung der Akkretionsrate über die Leuchtkraft noch gerin-

ger. Geht man den umgekehrten Weg und errechnet aus der mittleren Wartezeit von $\sim 1.8 \cdot 10^4$ Sekunden in den Beobachtungen (c) und (d) und der mittleren Wartezeit von $7.2 \cdot 10^3$ Sekunden während der Beobachtung (b) die Akkretionsraten, so ergeben sich aus Bild 4.9 Werte von $\sim 3 \cdot 10^{16} g s^{-1}$ beziehungsweise $1.2 \cdot 10^{17} g s^{-1}$. Die Berechnungen der Wartezeit gehen davon aus, daß während eines Bursts der ganze verfügbare Brennstoff, der während der burstfreien Phase akkumuliert wurde, aufgebraucht wird. Dies ist jedoch offensichtlich nicht der Fall, wie die Doppelbursts in der Beobachtung (a) zeigen. Bei den Bursts mit kurzer Wartezeit spielen zusätzliche Mechanismen eine Rolle, denn die Wartezeit ist zu gering, um das Brennstoffreservoir aufzufüllen. Prinzipiell sagt die Bursttheorie, daß mit steigender Akkretionsrate die Bursthäufigkeit steigt und bei einer gewissen Grenze ($\sim 10^{19} g s^{-1}$) ganz erlischt. Diese wird aber nicht immer beobachtet. In EXO0748-676 (Gottwald et al., 1986) zum Beispiel sinkt die Wartezeit zwischen den Bursts mit abnehmender Helligkeit der Quelle. Wichtig bei 4U1705-44 ist nun die Interpretation des Burstverhaltens während der Beobachtung (a). Nach Ayasli und Joss kann die Akkretionsrate so groß sein, daß kontinuierliches Brennen einsetzt und keine Bursts mehr auftreten, oder so klein, daß die Wartezeit länger als die Beobachtungszeit ist. Ist das erstere der Fall, so wären die Wartezeiten und Leuchtkräfte, wie sie von 4U1705-44 beobachtet werden, durchaus in Übereinstimmung mit der Bursttheorie.

Auch bei GX17+2 stellt sich die Frage, ob auf dem horizontalen Ast die Akkretionsrate bei gleicher Leuchtkraft größer, kleiner oder gleich der auf dem normalen Ast ist, auf dem Bursts beobachtet werden. Die Bursthäufigkeiten sind leider zu klein, um daraus alleine auf verschiedene Akkretionsraten auf den unterschiedlichen Ästen zu schließen.

4.3.3. AKKRETIONSRATE UND QPO'S

Eine weitere Möglichkeit, die Massenakkretionsrate und besonders die Richtung ihrer Variation zu bestimmen, ist durch die QPO-Aktivität gegeben. Modelle, die einen magnetosphärischen Ursprung der QPO's zugrunde legen, erlauben eine Abschätzung der Akkretionsrate über die Frequenz der Oszillationen. Schwebungsmodelle ergeben dabei höhere Akkretionsraten als die einfachen magnetosphärischen Modelle, da sie höhere Keplerfrequenzen an der Magnetopause erfordern. Alle magnetosphärischen Modelle liefern eine positive Korrelation der QPO-Frequenz mit der Akkretionsrate.

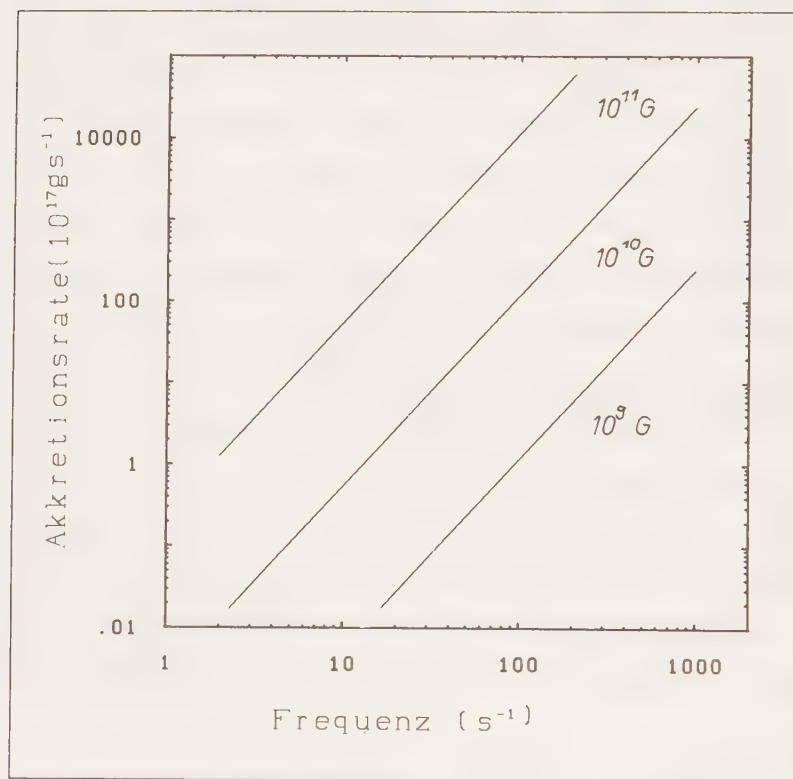


Abb. 4.10: Die Akkretionsrate in Abhängigkeit von der Keplerfrequenz an der Magnetopause für verschiedene Stärken des Magnetfeldes.

Ein Problem liegt in der Tatsache, daß auf dem normalen Ast gewöhnlich QPO's bei 6-7 Hz mit nahezu konstanter Frequenz gefunden werden und auf dem horizontalen Ast meist QPO's mit Frequenzen von 10-60 Hz. Auf den ersten Blick ergäbe das eine höhere Akkretionsrate auf dem horizontalen Ast. Auch die positive Korrelation der Frequenz der QPO's bei 6.7 Hz mit der Intensität würde nicht in das Bild einer monoton wachsenden Akkretionsrate passen, falls beide Arten von QPO's magnetosphärischen Ursprung haben. Der physikalische Ursprung der

beiden Arten von QPO's ist möglicherweise verschieden. Die Konstanz der QPO's bei 6 Hz läßt nicht auf einen magnetosphärischen Ursprung schließen. Benützt man also nur die schnellen QPO's auf dem horizontalen Ast zur Abschätzung, so ergibt sich ein Verlauf der Akkretionsrate von "links nach rechts", entlang dem horizontalen und normalen Astes des H-I-Diagramms. In Bild 4.10 ist die Akkretionsrate als Funktion der Kepler-Frequenz an der Magnetopause für verschiedene Magnetfeldstärken dargestellt ($\dot{M}_{17} = \left(\frac{\nu_k}{a}\right)^{7/3}$; $a = 6.76 \cdot 10^2 B_8^{-6/7}$). Die Masse des Neutronensterns ist in dieser Abschätzung auf $1.4 M_\odot$ und dessen Radius auf 15 km gesetzt, dem Wert, der sich aus der Spektralanalyse ergibt. Die beobachtete QPO-Frequenz variierte zwischen 23.7 und 28.1 Hz bei einer Intensität von 897 und 950 cnts s^{-1} (Stella et al., 1987a). Im Schwebungsmodell ergibt das eine Neutronensternfrequenz von $\sim 210\text{ Hz}$. Die maximale Helligkeit von GX17+2 läßt auf eine Akkretionsrate von $2 \cdot 10^{17}\text{ g s}^{-1}$ für 10 kpc Entfernung schließen. Dieser Wert steht im Einklang mit den Akkretionsraten aus QPO-Werten, falls das Magnetfeld von GX17+2 bei $10^9 - 10^{10}\text{ G}$ liegt.

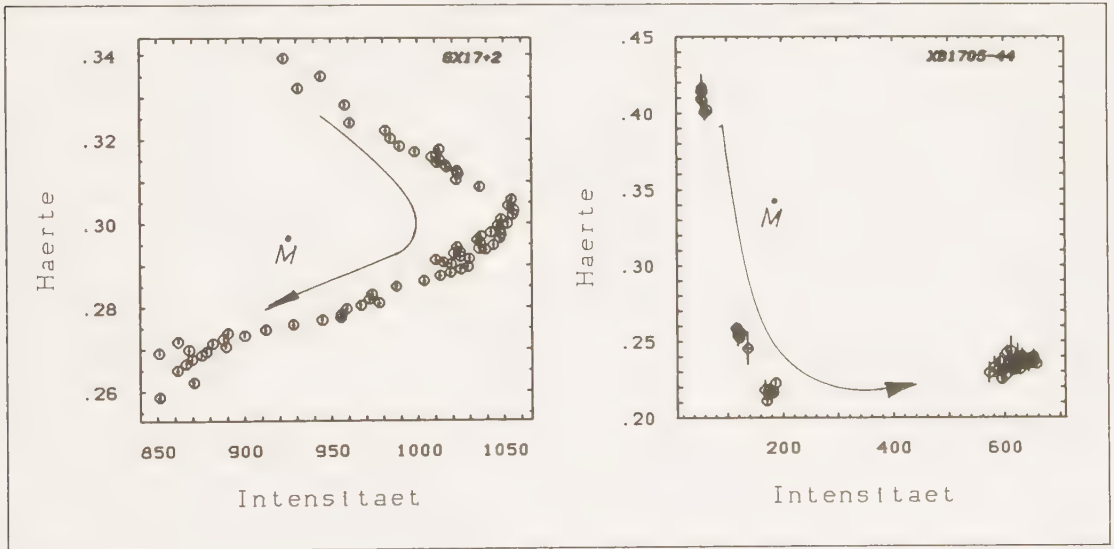


Abb. 4.11: Die H-I Relationen mit dem Verlauf der Akkretionsraten. Die Intensität ist in Einheiten von cnts s^{-1} gegeben.

Anhang

5.1. LITERATURVERZEICHNIS

- Ayasli, S. und Joss, P.C., *Astrophys. J.*, **256**, 637, 1982.
- Alpar, M.A. und Shaham, J., *Nature*, **316**, 239, 1985.
- Bath, G.T., *Nature phys. Sci.*, **246**, 84, 1973.
- Bevington, P.R., in *Data Reduction and Error Analysis for Physical Sciences* 1969
McGraw-Hill
- Boyle, B.C., Fabian, A.C. und Guilbert, P.W., *Nature*, **319**, 648, 1986.
- Boriakoff, V., Buccheri, R. und Farci, F., *Nature*, **304**, 417, 1983.
- Bradt, H.V. und Mc Clintock, J.E., *Ann. Rev. Astrophys.*, **21**, 87, 1984.
- Branduardi, G., Kylafis, N.D., Lamb, D.Q. und Mason, K.O., *Astrophys. J. Lett.*,
235, L153, 1980.
- Canal, R. und Schatzman, E., *Astron. Astrophys.*, **46**, 229, 1976.
- Canal, R., Isern, J. und Labay, J., *Astrophys. J. Lett.*, **241**, L33, 1980.
- Canizares, C.R., McClintock, J.E. und Grindlay, J.E., *Astrophys. J.*, **234**, 556, 1979.
- Cerny, B., Cerny, M., Grindlay, J.E., *Astrophys. J.*, **311**, 241, 1986.
- Cerny, B., Sztajno, M., *Acta Astron.*, **33**, 213, 1983.
- Cox, D.R. und Lewis, P.A.W., in *The statistical Analysis of Events*, 1966, p.44–45,
Latimer Trend & Co. Ltd.
- Cruddace, R., Bowyer, S., Lampton, M., Mack, J. und Margon, B., *Astrophys. J.*,
174, 529, 1972.
- Davidson, K. und Ostriker, J.P. , *Astrophys. J.*, **179**, 585, 1973.
- De Korte, P.A.J., Bleeker, J.A.M., den Boggende, A.J.F., Branduardi-Raymond, G.,
Brinkman, A.C., Culhane, J.L., Gronenschild, E.H.B.M., Mason, J. und Mc Kech-
nie, S.P., *Space Science Reviews*, **30**, 495, 1981.
- Deeter, J.E., *Astrophys. J.*, **281**, 482, 1984.
- Dewey, R., Maguire, C.M., Rowley, L.A., Stokes, G.H. und Taylor, J.H., *Nature*,
332, 712, 1986.
- Doxsey, R. E., Apparao, K.M.V., Bradt, H.V., Dower, R.G. , und Jernigan, J.G.,
Nature, **270**, 586, 1977.
- EXOSAT-Express **5**, 34, 1984
- EXOSAT-Express **8**, 27, 1984

EXOSAT-Express **10**, 40, 1984

Fabian, A.C., Pringle, J.E., und Rees, M.J., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **171**, 15, 1975.

Fabian, A.C., Guilbert, P. und Ross, R., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **199**, 1045, 1982.

Finzi, A., *Astron. Astrophys.*, **62**, 149, 1978.

Forman, W., Jones, W. , Cominsky, L. et al. *Astrophys. J. Suppl.*, **38**, 357, 1978.

Forman, W., Jones, C. und Tannabaum, H., *Astrophys. J.*, **208**, 849, 1976.

Frank, J., King, A.R. und Lasota, J.P., *Astron. Astrophys.*, **178**, 137, 1987.

Friedman, J.L., Ippen, J.R., Parker, L., *Nature*, **312**, 255, 1984.

Friedman, J.L., Ippen, J.R., Parker, L., *Astrophys. J.*, **304**, 115, 1986.

Fujimoto, M.Y., Hoshi, R., *Astrophys. J.*, **293**, 268, 1985.

Fujimoto, M.Y., Hanawa, T., Iben, I., Richardson, M.B., *Astrophys. J.*, **278**, 813, 1984.

Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F.R., Rossi, B.B., *Phys. Rev. Letters*, **9**, 439, 1962.

Giacconi, R., Gursky, H., Kellog, E., Schreier, E. und Tannabaum, H., *Astrophys. J. Lett.*, **167**, L67, 1971.

Giacconi, R., Murray, S., Gursky, H., Kellog, E., Schreier, E. und Tannabaum, H., *Astrophys. J.*, **178**, 281, 1972.

Ghosh, P. und Lamb, F.K., *Astrophys. J.*, **234**, 296, 1979.

Gottwald. M., Haberl, F., Parmar, A.N. und White, N.E. *Astrophys. J.*, **308**, 213, 1986.

Grindlay, J., Gursky, H., Schnopper, H. et al., *Astrophys. J. Lett.*, **205**, L127, 1976.

Harnden, F.R., Fabricant, J.D.G., Harris, D.E., Schwarz, J. in *Sci. Spec. of the Data Analysis System for the Einstein Observatory*, 1984, 76, SAO Special Report **393**.

Hameury, J.M., King, A.R. und Lasota, J.P. *Nature*, **317**, 597, 1985.

Hasinger, G., Doktorarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1984

Hasinger, G., Langmeier, A., Pietsch, W., Sztanjo, M., *Space Science Reviews*, **40**, 233, 1985a.

Hasinger, G., Langmeier, A., Sztajno, M., White, E.N. *IAU Circular* No. 4070, 1985b.

Hasinger, G., Langmeier, A., Sztajno, M., Trümper, J., White, E.N., Lewin, W.H.G., *Nature*, **319**, 469, 1986.

-
- Hasinger, G. in *The Origin and Evolution of Neutron Stars*, 1987a, 333, eds.: D.J. Helfand und J.H. Huang .
- Hasinger, G. in *The Physics of Compact Objects: Theorie versus Observation, CO-SPAR/IAU Symposium, Sofia 1987*, , in press, eds.: L. Filipov und N.E. White.
- Hasinger, G. *Astron. Astrophys.*, **186**, 153, 1987b.
- Hasinger, G., Friedhorsky, W.C., Middleditch, J. *Astrophys. J.*, , in press, 1988.
- Hills, J.G., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **175**, 1, 1976.
- Hjellming, R.M. und Wade, C.M., *Astrophys. J. Lett.*, **168**, L27, 1981.
- Imamura, J.N., Steiman-Cameron, T.Y. und Middleditch, J. *Astrophys. J. Lett.*, **320**, L41, 1987.
- Jernigan, J.G., Apparo, K.M.V., Bradt, H.V., Doxsey, R.E., Dower, R.G. und McClintock, J.E., *Nature*, **272**, 701, 1978.
- Joss, P.C. und Rappaport, S., *Astron. Astrophys.*, **71**, 217, 1979.
- Kahn, S.M. und Grindlay, J.E., *Astrophys. J.*, **281**, 826, 1984.
- Katz, J.I., *Nature*, **253**, 698, 1975.
- Kellog, E., Baldwin, J.R. und Koch, D., *Astrophys. J.*, **199**, 299, 1975.
- Kraft, R.P. , *Astrophys. J.*, **139**, 457, 1964.
- Lamb, F.K. in *The Evolution of Galactic Binaries*, NATO ASI Series C, *Math. & Phys. Sci.* **167** , 1986, 151, eds.: Trümper, J., Lewin, W.H.G & Brinkmann, W., Reidel, Dordrecht Holland.
- Lamb, F.K., Shibasaki, N., Shaham, J. und Alpar, A., *Nature*, **317**, 681, 1985.
- Lamb, P. und Sanford, P.W., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **188**, 555, 1979.
- Lampton, M., Margon, B. und Bowyer, S., *Astrophys. J.*, **208**, 177, 1976.
- Langmeier, A., Sztanjo, M., Trümper, J., in *Proceedings Int. Symposium on X-ray Astronomy, Bologna, 1985a*, 111, eds.: Giacconi, R.
- Langmeier, A., Sztajno, M., Trümper, J., *Adv. Space. Res.*, **5**, 121, 1985b.
- Langmeier, A., Sztanjo, M., Trümper, J., Hasinger, G., *Space Science Reviews*, **40**, 367, 1985c.
- Langmeier, A., Hasinger, G., Sztajno, M., Trümper, J., Pietsch, W., *IAU Circular* No. 4147, 1985d.
- Langmeier, A., Sztanjo, M., Vacca, W.D., Trümper, J., Pietsch, W., in *The Evolution of Galactic Binaries*, NATO ASI Series C, *Math. & Phys. Sci.* **167** , 1986, 253, eds.: Trümper, J., Lewin, W.H.G & Brinkmann, W., Reidel, Dordrecht Holland.

-
- Langmeier, A., Hasinger, G., Sztanjo, M., Trümper, J. und Gottwald, M., *Astrophys. J.*, **323**, 288, 1987.
- Leahy, P. A. et al., *Astrophys. J.*, **266**, 160, 1983.
- Lewin, W.H.G. in *Accretion Driven stellar X-ray Sources*, 1983, , eds.: Lewin, W.H.G., van den Heuvel, E.P.J., Cambridge University Press.
- Lewin, W.H.G, van Paradijs, J., Hasinger, G., Pennix, W.H., Langmeier, A., van der Klis, M., Jansen, F., Basinska, E.M., Sztajno, M. und Trümper, J. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **226**, 383, 1987.
- Lewin, W.H.G, van Paradijs, J., van der Klis, M., Jansen, F., Basinska, E.M., Langmeier, A., Sztajno, M., Trümper, J., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, , submitted, 1988.
- Lewin, W.H.G., und van Paradijs, J., *Astron. Astrophys.*, **149**, L27, 1985.
- Lewin, W.H.G., van Paradijs, J., van der Klis, M., *Space Science Reviews*, in press, , 1988.
- Long, K.S. und van Speybroeck, L.P. in *Accretion driven stellar X-ray sources*, 1983, p.117–p.146, eds.: Lewin, W.H.G., van den Heuvel, E.P.J., Cambridge University Press.
- Markert, T.H., Winkler, P.F., Laird, F.N., Clark, G.W., Hearn, D.R., Sprott, G.F., Li, F.K., Bradt, H.V., Lewin, W.H.G. und Schnopper, H.W., *Astrophys. J. Suppl.*, **39**, 573, 1979.
- Mereghetti, S. und Grindlay, J.E., *Astrophys. J.*, **312**, 727, 1987.
- Middleditch, J., Friedhorsky, W.C., *Astrophys. J.*, **306**, 230, 1986.
- Middleditch, J. und Friedhorsky, W.C., *IAU Circular* No. 4060, 1985.
- Milgrom, M., *Astron. Astrophys.*, **67**, L25, 1978.
- Mitsuda, K., Inoue, H., Koyama, K., *Publ. astr. Soc. Jap.*, **36**, 741, 1984.
- Morfill, G. and Trümper, J., in *The Evolution of Galactic Binaries*, NATO ASI Series C, *Math. & Phys. Sci.* **167** , 1986, 173, eds.: Trümper, J., Lewin, W.H.G & Brinkmann, W., Reidel, Dordrecht Holland.
- Morrison, R. und McCammon, X., *Astrophys. J.*, **270**, 119, 1983.
- Paczynski, B. und Sienkiewicz, R., *Astrophys. J. Lett.*, **248**, L27, 1981.
- Papaloizu, J. und Pringle, E., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **184**, 501, 1978.
- Parsignault, D.R. und Grindlay, J.E., *Astrophys. J.*, **225**, 970, 1978.
- Ponman, T., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **201**, 769, 1982.
- Pozdnyakov, L.A., Sobol, I.M., Sunyaev, R.A., *Astron. Astrophys.*, **75**, 214, 1979.

-
- Priedhorsky, W.C. *Ap. Space Sci.*, **126**, 89, 1986.
- Priedhorsky, W.C., Terrell, J. *Astrophys. J. Lett.*, **284**, L17, 1983.
- Priedhorsky, W., *Astrophys. J. Lett.*, **306**, L97, 1986.
- Priedhorsky, W., Hasinger, G., Lewin, W.H.G, Middelditch, J., Parmar, A.N., Stella, L., White, N.E., *Astrophys. J. Lett.*, **306**, L91, 1986.
- Pringle, J.E. und Rees, M.J., *Astron. Astrophys.*, **21**, 1, 1972.
- Reid, C.A., Johnston, M.D., Bradt, H.V., Doxsey, R.E., Griffiths, R.E. und Schwartz, D.A., *Astron. J.*, **85**, 1062, 1980.
- Robinson, E.V. und Natter, R.E., *Astrophys. J. Suppl.*, **39**, 461, 1979.
- Sandage, A., Osmer, P., Giacconi, R., et al., *Astrophys. J.*, **146**, 316, 1966.
- Salpeter, E.E., *Astrophys. J.*, **140**, 796, 1964.
- Savonije, G.J., in *The Evolution of Galactic Binaries*, NATO ASI Series C, *Math. & Phys. Sci.* **167**, 1986, 43, eds.: Trümper, J., Lewin, W.H.G & Brinkmann, W., Reidel, Dordrecht Holland.
- Schreier, E., Levinson, P., Gursky, H., Kellog, E., Tanabaum, H. und Giacconi, R., *Astrophys. J. Lett.*, **172**, L79, 1972.
- Shakura, N.J. und Sunjajev, R.A., *Astron. Astrophys.*, **24**, 337, 1973.
- Shibazaki, N., Lamb, F.K. *Astrophys. J.*, **318**, 767, 1987.
- Shklovskij, I.S. , *Astrophys. J. Lett.*, **148**, L1, 1968.
- Stella, L., Kahn, S.M. und Grindlay, J.E., *Astrophys. J.*, **282**, 713, 1984.
- Stella, L., Parmar, A.N., White, N.E., *IAU Circular No. 4102*, 1985.
- Stella, L. Haberl, F., Lewin, W.H.G., Parmar, A.N., van Paradijs, J., White, N.E. *Astrophys. J.*, **324**, in press, 1988.
- Stella, L., Parmar, A.N., White, N.E., *Astrophys. J.*, **321**, 418, 1987a.
- Stella, L., White, N.E., Priedhorsky, W.C., *Astrophys. J. Lett.*, **315**, L49, 1987b.
- Stella, L. in *The Physics of Compact Objects: Theorie versus Observation, CO-SPAR/IAU Symposium, Sofia 1987c*, , in press, eds.: L. Filipov und N.E. White.
- Stella, L., Priedhorsky, W.C., White, N.E. *Astrophys. J. Lett.*, **312**, L17, 1987d.
- Sugimoto, D. und Nomoto, K., *Space Science Reviews*, **25**, 155, 1980.
- Sunjajev, R.A. und Trümper, J., *Nature*, **279**, 506, 1979.
- Sunjajev, R.A., Titarchuk, L.G., *Astron. Astrophys.*, **86**, 121, 1980.
- Sunjajev, R.A. und Shakura, N.I. *Sov. Astr. Lett.*, **12**, 117, 1986.
- Swank, J.H., Taam, R.E., White, N.E., *Astrophys. J.*, **277**, 274, 1984.

-
- Sztanjo, M., Trümper, J., Hasinger, G., Langmeier, A., *Space Science Reviews*, **40**, 293, 1985a.
- Sztajno, M., Trümper, J., Zimmermann, U., Langmeier, A., *Adv. Space. Res.*, **5**, 113, 1985b.
- Sztanjo, M., van Paradijs, J., Lewin, W.H.G., Langmeier, A., Trümper, J., Pietsch, W., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **222**, 499, 1986a.
- Sztajno, M., Langmeier, A., Frank, J., Trümper, J., Hasinger, G., Pietsch, W., *IAU Circular* No. 4111, 1986b.
- Taam, R.E., *Astrophys. J.*, **270**, 694, 1983.
- Taam, R.E. and Wade, R.A., *Astrophys. J.*, **293**, 504, 1985.
- Taam, R.E., in *The Evolution of Galactic Binaries*, NATO ASI Series C, *Math. & Phys. Sci.* **167**, 1986, 207, eds.: Trümper, J., Lewin, W.H.G & Brinkmann, W., Reidel, Dordrecht Holland.
- Taylor, B.G., Andresen, R.D., Peacock, A. und Zobl, R., *Space Science Reviews*, **30**, 479, 1981.
- Tanaka, H., Gursky, H., Kellogg, E., Giacconi, R., *Astrophys. J. Lett.*, **168**, L25, 1971.
- Tawara, Y., Hirano, T., Kii, T., Matsuoka, M., Murakami, T., *Publ. astr. Soc. Jap.*, **36**, 861, 1984.
- Tennant, A.F., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **226**, 971, 1987b.
- Tennant, A.F., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **226**, 963, 1987a.
- Tharenghi, M. und Reina, G., *Nature Phys. Sci.*, **240**, 53, 1972.
- Turner, M.J.L., Smith, A. und Zimmermann, H.U., *Space Science Reviews*, **30**, 513, 1981.
- Vacca, W.D., Sztajno, M., Lewin, W.H.G., Trümper, J., van Paradijs, J. und Smith, A., *Astron. Astrophys.*, **172**, 143, 1987.
- Van den Heuvel, E.P.J., in *Accretion driven stellar X-ray sources*, 1983, p.117–p.146, eds.: Trümper, J., Lewin, W.H.G & Brinkmann, W., Reidel, Dordrecht Holland.
- Van den Heuvel, E.P.J., *Astrophys. J. Lett.*, **198**, L109, 1975.
- Van der Klis, M., Jansen, F., van Paradijs, J., Lewin, W.H.G., Trümper, J., Sztajno, M., *IAU Circular* No. 4043, 1985a.
- Van der Klis, M., Jansen, F., van Paradijs, J., Lewin, W.H.G., Trümper, J., van den Heuvel, E.P.J., Sztajno, M., *Nature*, **316**, 225, 1985b.

-
- Van der Klis, M., Jansen, F., White, N.E., Stella, L., und Peacock, A., *IAU Circular* No. 4068, 1985c.
- Van der Klis, M. und Jansen, F. in *The Evolution of Galactic Binaries*, NATO ASI Series C, *Math. & Phys. Sci.* **167**, 1986, 129, eds.: Trümper, J., Lewin, W.H.G. & Brinkmann, W., Reidel, Dordrecht Holland.
- Van der Klis, M. in *The Origin and Evolution of Neutron Stars*, 1987a, 321, eds.: D.J. Helfand und J.H. Huang.
- Van der Klis, M., Hasinger, G., Stella, L., Langmeier, A., van Paradijs, J., Lewin, W.H.G., *Astrophys. J.*, , in press, 1988.
- Van der Klis, M., Jansen, F., van Paradijs, J., Lewin, W.H.G., Sztajno, M., Trümper, J., *Astrophys. J. Lett.*, **313**, L19, 1987b.
- Van Paradijs, J., *Astrophys. J.*, **234**, 609, 1979.
- Van Paradijs, J., Lewin, W.H.G., Hasinger, G., van der Klis, M., Pennix, W., Sztajno, M., Langmeier, A. und Jansen, F., *IAU Circular* No. 4308, 1987.
- Van Paradijs, J., *Physica Scripta*, **T7**, 87, 1984.
- Van Paradijs, J. und Lewin, W.H.G., *Astron. Astrophys.*, **149**, L27, 1985a.
- Van Paradijs, J. und Lewin, W.H.G., *Astron. Astrophys.*, **142**, 361, 1985b.
- Van Paradijs, J. und Lewin, W.H.G., *Astron. Astrophys.*, **157**, L10, 1986.
- Verbunt, F. and Zwaan, C., *Astron. Astrophys.*, **100**, L7, 1981.
- Verbunt, F. in *The physics of compact objects: theory vs. observation COSPAR/IAU Symposium*, 1987a, , eds.: N.E. White und L. Filipov, Pergamon press.
- Verbunt, F., van den Heuvel, E.P.J., van Paradijs, J., Rappaport, S., *Nature*, **329**, 312, 1987b.
- Wagoner R.V., *Astrophys. J.*, **278**, 345, 1984.
- Warner, B. in *Cataclysmic Variables and related Objects*, 1983, 155, eds.: Livio, M. und Shaviv, G., Reidel.
- Warwick, R.S., Marshall, N., Fraser, G.W. et al., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **197**, 865, 1981.
- Webbink, R.F., Rappaport, S., Savonije, G.J. *Astrophys. J.*, **270**, 678, 1983.
- Watson, M.G. et al., *IAU Circular* No. 4051, 1985.
- White, N.E., Mason, K.O., Huckle, H.E., Charles, P.A., Sanford, P.W., *Astrophys. J. Lett.*, **209**, L119, 1976.
- White, N.E., Mason, K.O., Sanford, P.W., Johnson, H.M., Cotura, R.C.,

-
- Astrophys. J.*, **220**, 600, 1978.
- White, N.E., Swank, J.H., *Astrophys. J. Lett.*, **253**, L67, 1982.
- White, N.E., Peacock, A., Taylor, B.G., *Astrophys. J.*, **296**, 475, 1985a.
- White, N.E., Mason, K.O. *Space Science Reviews*, **40**, 167, 1985b.
- White, N.E. in *The Evolution of Galactic Binaries*, NATO ASI Series C, *Math. & Phys. Sci.* **167**, 1986a, 227, eds.: Trümper, J., Lewin, W.H.G & Brinkmann, W., Reidel, Dordrecht Holland.
- White, N.E. Peacock, A., Hasinger, G., Mason, K.O., Manzo, G., Taylor, B.G., Branduardi-Raymond, G., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **218**, 129, 1986b.
- White, N.E., Stella, L. *Astrophys. J.*, , in press, 1988.
- White, N.E., Stella, L., Parmar, A.N. *Astrophys. J.*, , in press, 1988.
- Willmore, A.P., Mason, K.O., Sanford, P.W., Hawkins, F.J., Murdin, P., Pensten, M.V. und Pensten, M.J., *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **169**, 7, 1974.
- Wilson, A.M., Carpenter, G.F., Eyles, C.J., Skinner, G.K., Willmore, A.P., *Astrophys. J.*, **215**, 111, 1977.
- Wood, K.L., Meekins, J.F., Yentis, P.J. et al., *Astrophys. J. Suppl.*, **56**, 507, 1984.
- Zel'dovich, Y.B., *Soviet phys. Dokl.*, **9**, 246, 1964.

Die Modellspektren

Die Formeln für die Photonenspektren der verwendeten Emissionsmodelle sind im folgenden aufgelistet. Die freien Parameter sind fett gedruckt.

Potenzgesetz:

$$\frac{dN}{dE} = \mathbf{I_0} \cdot \exp(-\mathbf{N_h} \cdot \sigma(E)) \cdot \left(\frac{E}{E_{Ref}}\right)^{-\alpha}$$

Boltzmann-Wien-Modell:

$$\frac{dN}{dE} = \mathbf{I_0} \cdot \exp(-\mathbf{N_h} \cdot \sigma(E)) \cdot \left(\frac{E}{E_{Ref}}\right)^{-\alpha} \cdot \frac{\exp(-\frac{E}{kT})}{\exp(-\frac{E_{Ref}}{kT})}$$

Exponentialgesetz:

$$\frac{dN}{dE} = \mathbf{I_0} \cdot \exp(-\mathbf{N_h} \cdot \sigma(E)) \cdot \left(\frac{E}{E_{Ref}}\right)^{-1} \cdot \frac{\exp(-\frac{E}{kT})}{\exp(-\frac{E_{Ref}}{kT})}$$

Thermische Bremsstrahlung:

$$\frac{dN}{dE} = \mathbf{I_0} \cdot \exp(-\mathbf{N_h} \cdot \sigma(E)) \cdot \left(\frac{E}{E_{Ref}}\right)^{-1} \cdot \frac{\exp(-\frac{E}{kT})}{\exp(-\frac{E_{Ref}}{kT})} \cdot \frac{g(E, kT)}{g(E_{Ref}, kT)}$$

Schwarzkörperspektrum:

$$\frac{dN}{dE} = \mathbf{I_0} \cdot \exp(-\mathbf{N_h} \cdot \sigma(E)) \cdot E^2 \cdot \left(\exp\left(\frac{E}{kT}\right) - 1\right)^{-1}$$

- Für die Doppelkomponentenspektren wurde jeweils nur ein Wert für die Wasserstoffsäulendichte $\mathbf{N_h}$ errechnet. Beide Komponenten wurden mit dem gleichen Faktor $\exp(-\mathbf{N_h} \sigma(E))$ multipliziert.
- Als Werte für die interstellare Absorption wurden die von Morrison and McCammon (1983) verwendet.
- Die Werte für den Gauntfaktor $g(E, kT)$ wurden nach der Methode von Kellogg et al. (1975) berechnet.
- Die Referenzenergie E_{Ref} wurde für alle Anpassungen auf 4 keV gesetzt.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik angefertigt. Die großzügigen Arbeitsmöglichkeiten am Institut und die Hilfe vieler Mitarbeiter, besonders die der Kollegen aus der *EXOSAT*-Gruppe, trugen zu ihrem Gelingen bei.

Besonders meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Joachim Trümper, Direktor am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching, möchte ich sehr herzlich Dank sagen für die Möglichkeit, hier am Institut zu arbeiten, wie auch für die Förderung und Betreuung meiner Arbeit.

Ferner danke ich herzlich

- Herrn Dr. Günther Hasinger für die vielen wertvollen Anregungen zur Auswertung und Interpretation der Daten und für die mehrmalige Durchsicht des Manuskripts.
- Herrn Dr. Mirek Sztajno für die intensive Unterstützung in den ersten beiden Jahren und die freundschaftliche Hilfe bei meinen wissenschaftlichen Startversuchen.
- Herrn Dr. Wolfgang Pietsch, Herrn Dr. Henner Fink, Herrn Konrad Dennerl und Herrn Josef-Karl Federle für die sehr sorgfältige Durchsicht des vorliegenden Textes — die verbleibenden Fehler sind allein dem Autor anzulasten!
- Herrn Dr. Frank Verbunt für die Korrektur einer frühen Version des Manuskripts.
- Herrn Dipl.-Phys. Dieter Antrack für die große Hilfe bei der Erstellung der *EXOSAT*-Software.
- Dem *EXOSAT*-Team der ESOC in Darmstadt für die Hilfe bei der Durchführung der Beobachtungen.
- Eva und Vinzenz Rössler für die finanzielle und moralische Unterstützung.

Lebenslauf

Zur Person

Name: Andreas Langmeier
Wohnort: 8056 Altenerding
Lange Feldstraße 7
Geburtstag: 25.05.51
Geburtsort: Augsburg

Ausbildungsdaten

Schule:	1957-1965	Volksschule in Augsburg
	1965-1986	Berufsschule
	1971-1973	Berufsaufbauschule, technischer Zweig Abschluß: Mittlere Reife
	1973-1976	Bayernkolleg, Abschluß: Allgemeine Hochschulreife
Studium:	1976-1983	Studium der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität in München. Abschluß: Diplom in Experimentalphysik. Thema: Spektral aufgelöste Abbildungen der Sonne im weichen Röntgenbereich
	Dez.1983	Beginn der Promotion am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik

8056 Altenerding, den 14.04.1988

